Samuel Tolansky

INTRODUZIONE ALLA FISICA ATOMICA

Universale scientifica Boringhieri

ume doppio lire 3000

Titolo originale
Introduction to Atomic Physics
Longmans - Londra - 5ª edizione 1963
Traduzione di Riccardo Rizzi e Federico Bedarida

Samuel Tolansky

INTRODUZIONE ALLA FISICA ATOMICA

Prefazione di W. Lawrence Bragg
Premio Nobel per la fisica

Boringhieri

Edizione nella Universale scientifica 1966
Ristampa 1972

Stampato in Italia dalla tipografia Gravinese di Torino Gennaio 1972
CL 61-7011-0

Indice

4. Raggi positivi e spettrografo di massa, 61

5. La teoria dei quanti, 91

6. L'effetto termoionico, 113

7. Fotoelettricità, 133

8. Gli spettri atomici e il sistema periodico, 152

9. I raggi X e le loro proprietà, 174

10. Le strutture dei cristalli, 190

11. La meccanica ondulatoria, 212

12. Gli urti degli elettroni nei gas, 229

Prefazione di W. L. Bragg

Il libro del professor Tolansky si rivolge soprattutto a coloro che conoscono la fisica classica come la si impara nelle scuole superiori, ma desiderano di essere introdotti anche alla "fisica moderna".

La storia della fisica moderna è fatta in gran parte di clamorose scoperte realizzate attraverso attrezzature del tutto nuove ed impensate, che costituiscono spesso autentici capolavori della tecnica. L'inquadramento di questi fatti in una chiara sintesi non è ancora stato raggiunto o lo è in forma tale da essere accessibile solo da parte di un ristretto numero di studiosi. Purtuttavia è sentita l'esigenza di un'introduzione allo studio dei radicali mutamenti di impostazione avvenuti dall'inizio di questo secolo, vivo è il bisogno di comprendere dove ha fallito la fisica classica e perché si sono dovute prendere delle misure coraggiose nell'abbandonare le vecchie idee. È necessario che il lettore cominci a rendersi conto della potenza della nuova meccanica quantistica e un po' anche della sua simmetria e della bellezza dei suoi concetti. Per raggiungere questo risultato non è necessario dargli un elenco completo delle ultime scoperte. Una trattazione come quella del Tolansky, ampiamente storica, costituisce una buona base, perché è importante che si proceda con ordine, che il lettore possa rendersi conto prima del disorientamento del fisico "classico" e poi del suo entusiasmo al vedere che le nuove concezioni risolvevano il caos in un nuovo ordine.

Il Tolansky ha cercato di non sovraccaricare il suo lavoro di particolari inutili, di evitare i procedimenti matematici piú difficili, e di concentrare lo sforzo principale sulla descrizione qualitativa dei feno-

meni e la loro interpretazione. Ne è venuta fuori una prima introduzione alla fisica atomica che offre ciò che è indispensabile senza portare troppo lontano, introduzione — secondo me — mirabile nel dare la giusta importanza e la dovuta misura ad ogni parte del soggetto con un'estrema chiarezza di esposizione.

W. L. BRAGG
Premio Nobel

Introduzione alla fisica atomica

1.
La conduzione elettrica nei gas

INTRODUZIONE Il rapido sviluppo della fisica atomica moderna dalla fine del diciannovesimo secolo in poi è stato in gran parte dovuto allo studio delle scariche elettriche, della radioattività e delle proprietà della radiazione elettromagnetica nelle sue varie forme. Fino dal 1803 Dalton mostrò che la materia era di natura atomica e dieci anni piú tardi Prout pensò che le differenti specie di atomi fossero costituite del piú semplice di questi, l'idrogeno. La scoperta del sistema periodico degli elementi da parte di Mendeleev indicò l'esistenza, nell'interno degli atomi stessi, di un qualche fattore di struttura periodica, che suggeriva la probabile esistenza di componenti sub-atomici. Con abili ricerche Sir J. J. Thomson, dallo studio della scarica elettrica nei gas rarefatti, giunse alla scoperta dell'elettrone e rivelò che pure l'elettricità era di natura atomica. Correnti o scariche elettriche si dovevano attribuire a un flusso di atomi di elettricità con carica negativa, ognuno avente una massa circa duemila volte inferiore a quella dell'atomo di idrogeno. Si trovò che queste particelle, gli elettroni, erano i costituenti di ogni tipo di atomo. Essi portano una carica che è la piú piccola che si possa osservare in natura, mentre tutte le cariche sono semplici multipli dell'unità elementare, la carica elettronica.

Subito dopo la scoperta dell'elettrone, le ricerche di Rutherford nella nuova scienza della radioattività, lo condussero a concludere che un atomo è costituito di un piccolo nucleo massiccio attorno al quale ruotano gli elettroni relativamente leggeri. Lo studio piú recente ha rivelato il fatto che i nuclei atomici individuali sono assai complessi, essendo costituiti da aggregati diversi di alcune particelle fondamentali, strut-

tura che non differisce molto da quella suggerita in modo imperfetto tanto tempo prima da Prout. Alcuni di questi nuclei atomici sono instabili e si disintegrano spontaneamente e irregolarmente con emissione di radiazioni. Questo è il fenomeno essenziale della radioattività.

La conoscenza della struttura atomica sia della materia che dell'elettricità preparò la via allo sviluppo della teoria dei quanti di Planck, la quale dimostrò che anche la radiazione è atomica. Secondo la teoria dei quanti, come venne elaborata da Einstein, la radiazione elettromagnetica viaggia in piccoli pacchetti discreti, chiamati quanti, che sono in effetti atomi di radiazione. La radiazione elettromagnetica non si deve piú pensare come un'onda in continua espansione, ma come un flusso di particelle, ciascuna delle quali ha un'energia costante e viaggia con la velocità della luce. Cosí, il concetto classico di continuità che fiorí al tempo di Maxwell e Kelvin è stato ora scartato a favore del concetto di atomicità. La maggior parte degli importanti sviluppi moderni si iniziò con lo studio della scarica elettrica nei gas. Di ciò tratteremo ora.

LA CONDUCIBILITÀ ELETTRICA NEI GAS È un fatto noto da secoli che i gas, in condizioni normali, non conducono l'elettricità. Tuttavia, se si carica un elettroscopio a foglie d'oro, accuratamente isolato, si osserva una leggera dispersione della carica elettrica, anche se sono state prese precauzioni per isolare le foglioline d'oro dell'elettroscopio. Gli esperimenti condotti nel 1900 da C. T. R. Wilson su questo fenomeno dimostrarono che la dispersione della carica aveva luogo nell'aria contenuta nella camera dell'elettroscopio. La conducibilità osservata era molto piccola ed era proporzionale alla quantità di aria contenuta nell'apparecchio. Infatti l'aria, in condizioni normali, è un isolante quasi perfetto, e invero, se ciò non fosse, lo studio dei fenomeni elettrici non si sarebbe mai potuto sviluppare.

Quantunque la conducibilità dei gas allo stato normale sia piccolissima, tutti i gas possono essere portati a uno stato di conducibilità relativamente elevato con diversi espedienti. Cosí, per esempio, i gas di combustione che si formano al disopra di una fiamma sono conduttori. Si può inoltre produrre la conducibilità se un gas è irradiato da luce

ultravioletta, da raggi X, o se lo si fa attraversare da scariche elettriche, e cosí via. Lo stato di conducibilità, una volta creato, persiste per qualche tempo, ma se esso non viene rinnovato diminuisce fino a scomparire. Ciò si può dimostrare producendo dapprima uno stato di conducibilità in un gas e poi aspirando questo gas, attraverso un lungo tubo, in un elettroscopio. L'elettroscopio si scarica, mostrando che il gas conserva la sua conducibilità durante il suo passaggio attraverso il lungo tubo. Se viene tolto l'agente che produce lo stato di conducibilità, il potere del gas di scaricare l'elettroscopio diminuisce e cessa rapidamente. Se il gas conduttore si filtra attraverso un tampone di ovatta o si fa gorgogliare attraverso dell'acqua, la conducibilità scompare. Lo stesso accade se il medesimo gas si fa passare fra due placche sottoposte ad una grande differenza di potenziale. Queste proprietà dimostrano che la conducibilità nel gas è dovuta alla presenza di particelle cariche di elettricità. Le osservazioni mostrano che un gas, quando è nello stato di conducibilità, non è carico nel suo complesso, quindi in questo stato deve esistere un egual numero di particelle negative e positive. Il processo di produzione dello stato di conducibilità si chiama ionizzazione e le particelle si denominano rispettivamente ioni negativi e positivi.

VARIAZIONE DELLA CORRENTE IN FUNZIONE DELLA DIFFERENZA DI POTENZIALE APPLICATA Se fra le due placche, tra le quali si trova un gas ionizzato, si stabilisce una differenza di potenziale, si manifesta una corrente, poiché le particelle cariche si muovono fra le placche. Se si fa variare la differenza di potenziale fra le placche, la corrente di ionizzazione risultante non obbedisce alla legge di Ohm. La variazione della corrente in funzione della differenza di potenziale si può studiare con il semplice apparecchio che si vede nella figura 1. I raggi X sono una sorgente che produce un numero costante di ioni fra le due placche. Una batteria mantiene fra le due placche un intenso campo elettrico. Se si rappresenta graficamente la corrente in funzione della tensione applicata si ottiene la curva della figura 2. La corrente obbedisce dapprima alla legge di Ohm ma poi cessa rapidamente di aumentare, assumendo un valore costante, detto corrente di saturazione. Se poi viene applicato un elevatissimo potenziale, la corrente comincia

subito ad aumentare molto rapidamente. Per l'aria in condizioni normali di temperatura e pressione la corrente di saturazione si man-

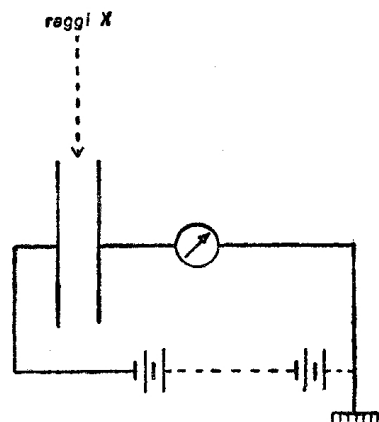



Figura 1

tiene costante, finché, raggiunto un campo di 30 000 volt per centimetro, aumenta rapidamente. Il valore della corrente di saturazione dipende solamente dalla ionizzazione prodotta fra le due placche, perciò

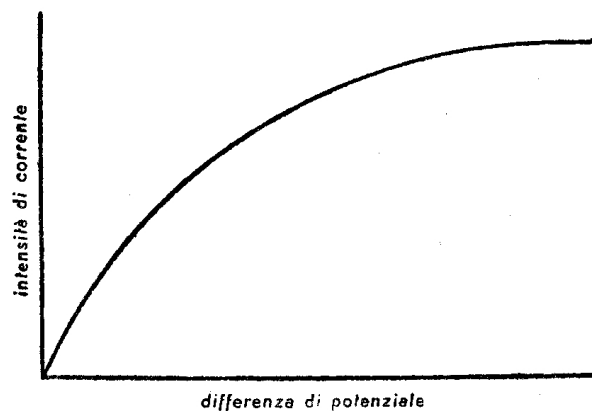



Figura 2

aumenta con l'aumentare del volume e della pressione del gas posto fra le placche ed è proporzionale alla massa di tale gas.

RICOMBINAZIONE DEGLI IONI È chiaro che quando si raggiunge la saturazione il numero degli ioni creati dall'agente ionizzante è uguale a quello degli ioni rimossi dal campo applicato. Tuttavia anche quando non è applicato alcun campo per rimuoverli, il numero di ioni presenti, prodotti da un dato agente ionizzante, non aumenta indefinitamente ma dopo qualche tempo raggiunge un valore costante. Ciò è causato dal fatto che gli ioni positivi e negativi tendono a ricombinarsi quando si urtano fra loro, essendo animati da un continuo movimento, come insegna la teoria cinetica dei gas. La ricombinazione di una coppia di ioni di carica opposta porta alla sparizione di due cariche in modo che la ricombinazione distrugge gli ioni. Consideriamo cosa avviene se abbiamo un agente ionizzante costante che produce q ioni positivi e q ioni negativi al secondo nel gas, ognuno avente una carica elettrica e. Ad un dato istante vi siano n ioni di ciascuna specie in un centimetro cubo del gas. La probabilità che uno ione positivo urti un dato ione negativo è proporzionale ad n, e poiché vi sono n ioni positivi per ogni centimetro cubico di gas, il numero degli urti fra ioni positivi e negativi è proporzionale ad n^2, cioè sarà uguale ad αn^2 dove α è una costante chiamata coefficiente di ricombinazione. La rapidità di variazione del numero di ioni dopo un tempo t è dato da $\mathrm{d}n/\mathrm{d}t = q - \alpha n^2$. Se si toglie l'agente ionizzante, q si annulla e abbiamo $\mathrm{d}n/\mathrm{d}t = -\alpha n^2$. Eseguita l'integrazione si ha $n = n_0/(1 + n_0 \alpha t)$, dove n_0 è il valore di n all'istante $t = 0$.

Il coefficiente di ricombinazione α fu misurato per la prima volta da Rutherford con l'applicazione della formula ora ricavata per n. L'apparecchio usato era semplice. Dell'aria ionizzata veniva aspirata in un tubo a una velocità nota, quindi si misurava la ionizzazione in tre punti lungo l'asse mediante elettrodi introdotti a questo scopo. La corrente di saturazione è in ogni punto proporzionale al numero di ioni. Poiché si può misurare la velocità della corrente d'aria, è possibile determinare il tempo necessario perché questa passi fra due punti a distanza nota. Cosí si può applicare la formula $n = n_0/(1 + n_0 \alpha t)$ e dedurne il valore di α. Il tubo è largo per ridurre le perdite di ioni per diffusione alle pareti.

Dopo le prime misure di Rutherford, sono stati ideati molti metodi

ingegnosi e piú accurati per la misura di α e i valori del coefficiente di ricombinazione sono noti per molti gas. La maggior parte di questi metodi richiede la conoscenza delle velocità acquistate dagli ioni nei campi elettrici. Lo studio delle velocità ioniche è d'importanza pratica in relazione a molti aspetti della scarica elettrica nei gas e fornisce preziose notizie intorno all'intima natura degli ioni. Il prossimo paragrafo tratterà perciò della misura delle velocità ioniche.

LE MOBILITÀ IONICHE Quando si producono ioni gassosi fra due placche mantenute a una differenza di potenziale, essi vengono accelerati verso le placche sotto l'influenza del campo. Se X è l'intensità del campo e se e ed m sono rispettivamente la carica e la massa di ogni ione, l'accelerazione è $a = Xe/m$. Dopo un breve tempo, t, ogni ione urta con una molecola neutra del gas e necessariamente si arresta. Il tempo t è quello necessario per percorrere il cammino libero medio fra le molecole del gas e può essere calcolato con l'aiuto della teoria cinetica dei gas. Lo ione, partendo dalla quiete, è di nuovo accelerato dal campo e ancora una volta è arrestato dopo il tempo t. La velocità acquistata alla fine di ognuno di questi cammini liberi medi è $v' = at = Xet/m$. È chiaro che, siccome gli urti si ripetono proprio nel gas, gli ioni saranno animati da una velocità costante e non da una accelerazione. Il valore medio di questa velocità di trascinamento è $v = Xet/2m$, poiché gli ioni cominciano dalla quiete dopo ogni urto. Per ogni particolare tipo di ione in un gas a una data pressione, e, m e t sono costanti, quindi la velocità ionica è $v = kX$, dove k è una costante ed è uguale alla velocità acquistata da uno ione sotto l'azione di un campo di un volt per centimetro (cioè $X = 1$). Questa costante, k, si chiama mobilità ionica.

Per la misura della mobilità ionica vi sono molti metodi non tutti egualmente buoni. Le misure piú antiche furono fatte da Rutherford nel 1897 e da quel tempo le mobilità degli ioni sia positivi che negativi sono state determinate in un gran numero di gas e di vapori. Qui considereremo solamente uno dei metodi piú recenti, dovuto a Tyndall. Questo metodo ha il merito di una precisione molto elevata ed è illustrato nella figura 3. A, B, C, D sono quattro griglie metalliche uguali ed E una placca connessa ad un elettrometro. Gli ioni sono portati

su A mediante un campo opportunamente diretto. Tra A e B è applicato un potenziale alternato cosicché successivi getti di ioni sono lanciati nello spazio BC. Il campo principale è mantenuto fra le griglie B

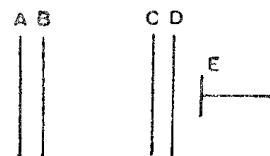



Figura 3

e C, gli ioni si muovono verso C in un tempo che dipende dalla mobilità. Un potenziale alternato in fase con quello fra A e B è pure applicato fra C e D. Per certi valori della frequenza del campo alternato, gli ioni di una certa mobilità arrivano in C quando vi è il potenziale pronto per attirarli verso la placca E registrante.

Supposto che siano presenti ioni di una sola mobilità, se si fa il grafico della corrente ricevuta da E in funzione della frequenza del potenziale alternato applicato ad AB e CD, si ottiene una curva simile a quella della figura 4. Questa consiste, infatti, di una serie di parecchi

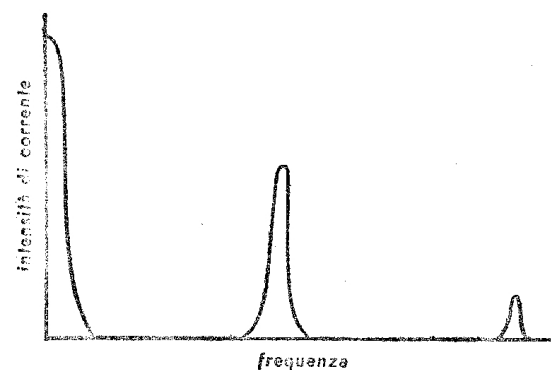



Figura 4

ordini di intensità decrescente, poiché gli ioni non passano soltanto quando il periodo di alternanza è tale che gli ioni compiono il tragitto da B a C in un periodo esatto, ma anche quando la frequenza è il doppio,

il triplo, ecc., di questa frequenza fondamentale. Se vi sono ioni differenti, ognuno produce un suo caratteristico massimo. Conoscendo la frequenza alla quale avviene ciascun massimo, si può calcolare il tempo necessario per percorrere la distanza *BC* sotto l'azione di un campo conosciuto e cosí si può dedurre il valore della mobilità.

Le seguenti considerazioni dimostrano come, con questo metodo, si possa ottenere una elevata precisione. Supponiamo che l'impulso alternato abbia l'andamento indicato nella figura 5. All'inizio di un impulso,

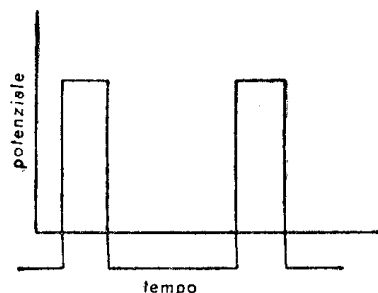



Figura 5

gli ioni situati in *A* (fig. 6) si muovono attraverso *AB* e alla fine dell'impulso hanno raggiunto *F*. Solo quegli ioni che passano attraverso *B*, cioè quelli fra *BF*, si muovono nel campo principale, poiché l'impulso

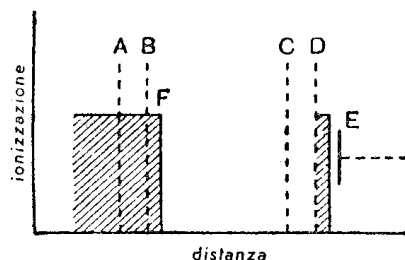



Figura 6

alternato trattiene i rimanenti. La mobilità e la frequenza dell'impulso sono tali che gli ioni giungono in *C* all'inizio del successivo impulso e rendono l'intero getto di ioni *BF* capace di raggiungere la placca collettrice *E*. Eccettuate le frequenze multiple di questa, per ogni altra frequenza nessuno ione potrà passare e, rendendo piú piccolo l'impulso,

lo spessore dello strato *BF* si può rendere piccolo rispetto ad *AB*. Ciò origina un alto potere risolvente e quindi sopprime le frequenze di ordine superiore.

LA NATURA DEGLI IONI Le prime osservazioni, sebbene solamente approssimate, rivelarono, in un dato gas, una differenza fra le mobilità degli ioni negativi e positivi, risultando la prima maggiore della seconda. Da semplicissime considerazioni cinetiche che dànno per la velocità ionica $v = Xet/2m$, segue che vp/X, dove p è la pressione del gas, dovrebbe essere costante, poiché il tempo medio t fra gli urti è inversamente proporzionale alla pressione. I primi sperimentatori trovarono che questa legge era verificata in un intervallo assai vasto di pressioni. Sulla base di questo risultato, sembrò che la formula approssimata fosse valida e potesse perciò essere impiegata per la determinazione della massa dello ione. In tutti i casi si trovarono per le velocità ioniche valori tali che le masse calcolate erano maggiori del peso molecolare del gas attraverso il quale lo ione si muoveva. Perciò si pensò che lo ione dovesse consistere di un ammasso di molecole gassose, invece di essere considerato come una singola molecola ionizzata.

Poiché all'epoca in cui fu compiuto il primo lavoro assai poco si sapeva intorno alle forze di legame degli atomi, si ritenne per concesso che se, per esempio, si producevano degli ioni nell'azoto, la molecola d'azoto appena ionizzata attirava verso di sé le molecole di azoto neutre, costituendo cosí un agglomerato di massa eccedente la massa molecolare dell'azoto. Una grande quantità di lavori sperimentali fu eseguita in questo campo. Il lavoro di Tyndall ha dimostrato che i primi risultati hanno pochissima importanza per la mancanza di attenzione nell'operare in rigorose condizioni di purezza. Egli dimostrò che gli ammassi si formano quando sono presenti molecole di impurità, e che essi consistono dello ione originale al quale è attaccato un piccolo gruppo di molecole di impurità. Quando i gas impiegati sono altamente purificati e le misure della mobilità sono fatte a basse pressioni, le mobilità risultano notevolmente aumentate, particolarmente per gli ioni negativi, che hanno tendenza a disgregare l'ammasso e, infatti, in tali condizioni gli ioni negativi restano come elettroni liberi.

Il notevole effetto dovuto alle impurità si vede nella figura 7, dove la velocità è rappresentata in funzione di X/p per ioni nell'aria. Questo grafico dovrebbe avere andamento rettilineo. Ciò si verifica infatti in presenza di impurità, mostrando che, quando si riduce la pressione, lo ione conserva la sua forma di ammasso; quando invece il gas è molto

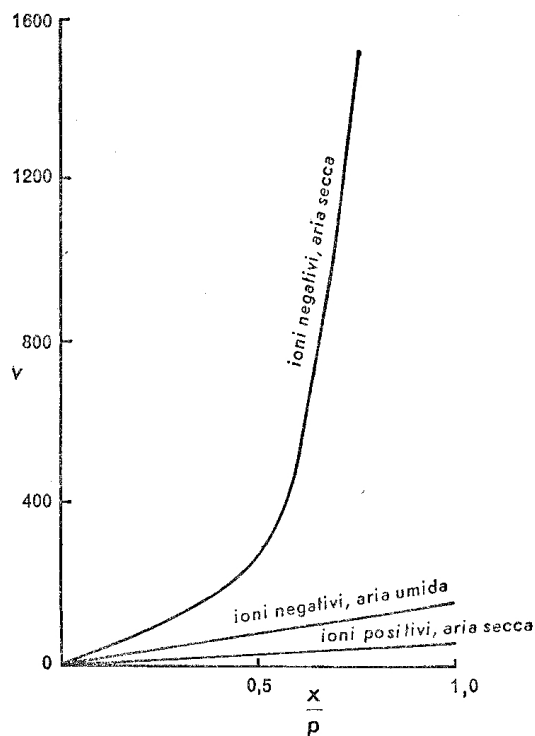



Figura 7

secco e puro, la mobilità dello ione negativo aumenta con una tale rapidità, al diminuire della pressione, da indurci a ritenere che la massa si riduca considerevolmente.

Ogni impurità particolare che venga introdotta ha il suo proprio effetto specifico. La mobilità degli ioni negativi si riduce considerevolmente con l'aggiunta di molecole polari, cioè molecole come H_2O CH_3OH, C_2H_5OH, ecc., e tale riduzione aumenta con la concentrazione della impurità. Quando si usano come impurità gli alcoli della

serie alifatica (metilico, etilico, propilico, amilico), si trova che l'ammontare della diminuzione della mobilità è proporzionale alla lunghezza della catena molecolare. Questo risultato era da attendersi. Infatti se gli ammassi consistono realmente di molecole di impurità, tanto maggiore sarà la lunghezza della catena molecolare, tanto maggiore sarà il raggio dell'ammasso e conseguentemente minore la velocità (infatti il cammino libero medio è ridotto). Questa interpretazione è fortemente suffragata dal fatto che le molecole apolari (per esempio il decano), con poca tendenza a formare ammassi, hanno pochissimo effetto sulla mobilità. Si considera probabile che ogni ammasso sia in uno stato dinamico, cioè perda e catturi continuamente molecole.

L'EFFETTO DELL'ETÀ Accurati studi compiuti da Erikson nel 1929 sulle proprietà degli ioni positivi dopo un brevissimo tempo dalla loro creazione, hanno gettato una considerevole luce sul meccanismo di formazione degli ammassi. In questi esperimenti, gli ioni, immediatamente dopo la loro formazione, sono trascinati da un campo elettrico attraverso una corrente d'aria, e lo spostamento lungo la corrente, per il tempo in cui avviene il passaggio attraverso di essa, è inversamente proporzionale alla mobilità. Usando correnti d'aria di elevata velocità, si poterono misurare le mobilità quando l'età dello ione era dell'ordine di grandezza di un cinquecentesimo di secondo. Con ioni di vita così breve si trovò che sia gli ioni molecolari positivi che i negativi avevano inizialmente la stessa mobilità. Le differenze che nascono col passare del tempo si debbono attribuire a una diversa proprietà di ammassamento polare. Una diminuzione progressiva nella mobilità ha luogo all'età di circa due secondi se sono presenti piccole quantità di impurità polari (di solito il vapore d'acqua è presente in piccola quantità, a meno che non siano state prese speciali precauzioni per eliminarlo). Poiché a pressione normale una singola molecola può compiere 10^{10} urti nei due secondi, basta che sia presente solo una minima quantità di impurità per determinare la formazione di ammassi.

Se le condizioni di purezza si possono mantenere in modo sufficientemente rigoroso da impedire la formazione degli ammassi, allora ogni ione estraneo in un dato gas dovrebbe avere la sua propria specifica

mobilità. Se, per esempio, gli ioni di elio o gli ioni di idrogeno vengono lanciati attraverso l'aria, le mobilità misurate debbono essere caratteristiche per l'elio e l'idrogeno rispettivamente in un'atmosfera d'aria. Il gas impiegato deve essere purissimo perché questa condizione sia raggiunta, e come ulteriore precauzione si debbono fare le misure sugli ioni di età inferiori a 2×10^{-3} secondi, riducendo con ciò a zero le possibilità di formazione dell'ammasso. In tali condizioni Tyndall trova che vp/X è costante in un intervallo molto grande, come è richiesto dalla teoria elementare. In base a ciò è possibile ridurre tutte le mobilità osservate, determinate in condizioni perfette, a una pressione *standard* (di solito l'atmosferica) allo scopo di potere eseguire confronti. Ciò ha condotto a importanti conclusioni.

L'EFFETTO DELLA MASSA IONICA SULLA MOBILITÀ La discussione che segue concerne le mobilità degli ioni *prima* che si siano formati gli ammassi, cioè le mobilità specifiche dei diversi ioni. Tyndall e i suoi collaboratori hanno effettuato un gran numero di osservazioni sulla mobilità di molti tipi di ioni nei diversi gas. La tabella 1 mostra alcuni di questi risultati

TABELLA 1

Ioni	Gas			
	He	Ne	N_2	H_2O
Li^+	25,8	11,8	4,2	0,73
Na^+	24,2	8,7	3,0	0,72
K^+	22,9	7,2	2,7	0,71
Rb^+	21,4	6,5	2,4	0,70

scelti fra gli ioni di metalli alcalini. Le mobilità, in cm²/s volt, furono misurate nell'elio, neon, azoto, vapor d'acqua, rispettivamente, impiegati come gas portatori, e si riferiscono alla pressione di 760 mm di Hg e a 18 °C.

Per ogni dato gas la mobilità diminuisce regolarmente con l'aumentare della massa ionica. La figura 8 mostra la relazione generale fra massa ionica e mobilità, trovata da Tyndall con osservazioni su sedici ioni diversi passanti attraverso l'azoto usato come gas portatore. Le

masse adoperate si estendono da quella del litio a quella del tallio e la mobilità diminuisce seguendo una curva di andamento perfettamente

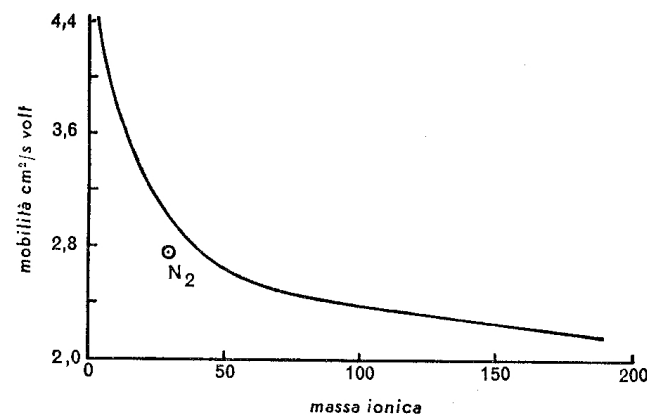



Figura 8

regolare; ciò dimostra che la mobilità è determinata solamente dalla massa ionica.

Grazie alla relazione fra massa e mobilità si possono ottenere utili informazioni circa la natura di certi tipi di ioni. Quando, per esempio, si introduce l'idrogeno nell'azoto, gli ioni che si formano, quando il miscuglio è eccitato, hanno mobilità che corrispondono sulla curva alla massa dell'NH_3, mostrando che gli ioni consistono di NH_3.

La sola deviazione dalla curva massa-mobilità dell'azoto si nota negli ioni dell'azoto. Vi sono delle ragioni teoriche che spiegano tale comportamento.

LA RELAZIONE FRA MASSA E MOBILITÀ Una relazione teorica fra la massa e la mobilità fu ricavata nel 1905 da Langevin. Essa era fondata su una teoria approssimata che ammetteva, per ragioni di calcolo, che gli ioni possano polarizzare le molecole dei gas, considerate come sfere elastiche. Allora si può calcolare il cammino libero medio dello ione nel gas, e ciò porta ad una espressione per la mobilità che è proporzionale a $(1+m/M)^{1/2}$, dove M è la massa di uno ione che si muove attraverso un gas avente molecole di peso m. Si è riconosciuto che la teoria è solo

approssimata; tuttavia, malgrado ciò, la variazione della mobilità con la massa, che è stata osservata, si adatta con molta esattezza alla formula di Langevin, perciò è giustificabile utilizzare questa formula nel discutere la questione della formazione degli ammassi. Consideriamo ioni che si muovano in una atmosfera del loro proprio gas. Quando non v'è alcun agglomeramento la massa ionica è uguale a m, massa delle molecole del gas. Supponiamo inoltre che si formino grossi ammassi, tanto grossi che la massa dall'agglomerato M sia molto grande in confronto a quella molecolare m (perciò può essere trascurato m/M). Il rapporto delle mobilità nei due casi è $(1+m/m)^{1/2}/(1+m/M)^{1/2}=\sqrt{2}$. Da questo risultato si vede che un incremento molto rilevante della massa, dovuto alla formazione dell'ammasso, ha solo un effetto relativamente piccolo sulla mobilità. La tabella 1 indica come grandi cambiamenti di massa hanno solamente una piccola influenza sul valore numerico della mobilità.

L'EFFETTO DELLA PRESSIONE E DELLA TEMPERATURA Secondo la teoria cinetica elementare la velocità di uno ione è data da $v=kX/p$. Il presupposto implicito in questa relazione è che la velocità di trascinamento della corrente ionica sia piccola in confronto alla velocità di agitazione termica. Finché X/p è relativamente piccolo questo fatto si verifica, ma a misura che esso aumenta si raggiunge un punto critico quando la velocità ionica si approssima a quella di agitazione termica; è allora necessario usare per la velocità di trascinamento un'espressione empirica della forma $v=k(X/p)+k'(X/p)^2$. Piú piccola è la massa dello ione, piú grande è il valore di X/p per il quale si presenta il punto critico.

Numerosi dati sperimentali sull'effetto della temperatura sono stati raccolti, ma le conclusioni generali a cui si è pervenuti mediante le ricerche non sono state di grande valore. Tyndall ha misurato le mobilità per una vasta serie di temperature (80÷500°K) e ha trovato, in accordo con la teoria, che la mobilità aumenta fino a un massimo e poi decresce. Empiricamente, le mobilità osservate, k, possono essere ricavate con un'espressione della forma $k=BT^{1/2}/(C+T)$, dove B e C sono delle costanti e T è la temperatura assoluta. Questa formula è simile a quella ricavata da Sutherland per l'effetto della temperatura sulla viscosità di un gas.

L'EFFETTO DELLE IMPURITÀ POLARI Usando la relazione $k \propto (1+m/M)^{1/2}$,[1] la velocità di accrescimento di un ammasso può essere studiata con la misura della mobilità in diversi e brevi intervalli immediatamente dopo la nascita di uno ione. Si è trovato che, in presenza di un'impurità polare, per esempio vapore d'acqua, l'ammasso aumenta molto rapidamente, poiché lo ione passa prontamente in uno stato di saturazione completa. Si può osservare che la formula di Langevin quando sia applicata a un ammasso darà solamente una massa "effettiva", poiché vi è un mutamento incognito nel raggio dello ione complesso quando l'ammasso è stato formato. A rigore, la relazione corretta implica il raggio dello ione. Se l'ammasso è molto piccolo e la pressione non troppo alta l'errore introdotto non sarà considerevole.

Applicando la formula massa-mobilità a casi speciali, si può trovare la dimensione dell'ammasso. Per esempio, gli ioni Li^+ in argon puro hanno una mobilità eguale a 4,99 cm²/s volt, ma l'aggiunta dell'uno per cento di vapor d'acqua come impurità riduce questa a 2,26 cm²/s volt. L'incremento di massa richiesto per ridurre a questo valore la mobilità corrisponde al fatto che sei molecole d'acqua si attaccano ad uno ione originario di litio. In generale si è trovato che il numero delle molecole in un ammasso è molto piccolo, variando forse da quattro a tredici.

Un'attenzione speciale deve essere rivolta agli insuccessi della formula di Langevin, di cui uno tipico è il seguente. La mobilità dello ione di azoto puro è 2,67 cm²/s volt nell'aria secca, valore che ubbidisce alla curva massa-mobilità. Gli ammassi degli ioni di azoto che hanno sei molecole d'acqua attaccate dovrebbero avere, secondo la formula, la mobilità di 2,0 cm²/s volt. Questo è il valore effettivo trovato per gli ammassi di *breve età*, quando sono presenti piccole tracce di vapor d'acqua. Tuttavia, a una età piú avanzata la mobilità diminuisce finché raggiunge il valore di 1,4 cm²/s volt. Ricordiamo che, secondo la formula, per un ammasso che abbia una massa infinita si ha il valore limite di $2{,}67/\sqrt{2}=1{,}89$. La mobilità minima osservata è molto inferiore a questo valore. L'unica spiegazione che si può avanzare per tale disac-

[1] [Il segno $\propto$ indica proporzionalità.]

cordo è che gli ammassi di età avanzata sono cosí grandi da non potersi piú trascurare l'effetto del raggio.

IONIZZAZIONE PER URTO Dalle figure 1 e 2 si può vedere che l'aumento del campo fra la coppia di placche parallele, fra le quali gli ioni vengono prodotti, porta dapprima alla saturazione. Con campi ancora maggiori la saturazione non ha piú luogo e la corrente aumenta rapidamente finché subentra uno stato di instabilità che porta ad una rottura *con il passaggio di una scintilla,* durante il quale la resistenza è bassa e la corrente alta. Il processo ionico che porta, alla fine, alla produzione di una scintilla è chiamato *ionizzazione per urto.* Quando uno ione urta una molecola o un atomo, si può pensare che l'urto porti a un trasferimento di energia alla particella che è urtata. Quando il campo è sufficientemente intenso uno ione acquista con gli urti l'energia bastante *per metterlo in grado di ionizzare una molecola di gas* quando ha luogo l'urto. Lo ione espelle un elettrone dalla molecola che esso colpisce creando cosí una coppia di ioni, uno positivo e uno negativo. Questi ioni appena formati sono pure rapidamente accelerati dal campo e in grado a loro volta di produrre la ionizzazione per urto, cosicché in poco tempo vi è un rapidissimo incremento geometrico della quantità di ionizzazione fra le placche (fig. 9, regione *B*). L'efficacia della ionizzazione per urto, ovviamente, sarà piú rilevante a pressioni basse, giacché in queste condizioni gli ioni hanno il tempo di acquistare una energia considerevole prima di urtare la molecola.

I fenomeni di ionizzazione per urto furono dapprima studiati dettagliatamente da Townsend con l'apparecchio disegnato nella figura 10. Per una accurata misura è necessario produrre la ionizzazione su di un piano e per far ciò si è utilizzato l'effetto fotoelettrico. Questo sarà, in modo piú esauriente, descritto piú tardi: per ora è sufficiente accennare che quando la luce ultravioletta colpisce una superficie metallica, degli elettroni vengono espulsi dal metallo. Questo, allora, ci fornisce un metodo conveniente per produrre la ionizzazione su di un piano. Nell'apparecchio disegnato in figura 10 la luce ultravioletta entra nella camera attraverso la finestra di quarzo *A* e giunge, attraverso l'elettrodo *C*, sulla superficie di un piatto di zinco *B* che costituisce il catodo.

C consiste in una sottile lastra di quarzo ricoperta da uno strato d'argento, con striature trasparenti per permettere alla luce ultravioletta di attraversarla. Quando la luce colpisce *B*, sono emessi elettroni, e

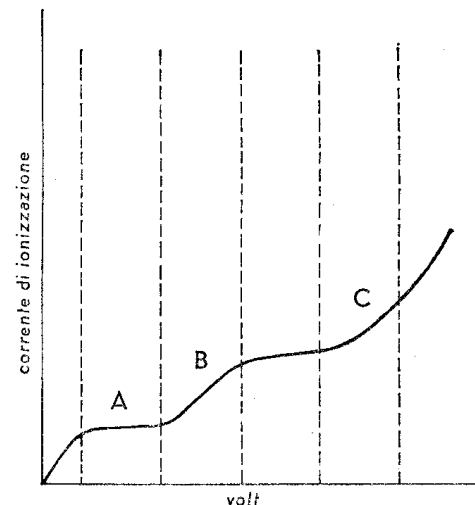



Figura 9

poiché *B* è mantenuto a un potenziale negativo, questi sono respinti e si attaccano immediatamente alle molecole, formando ioni molecolari negativi. Con l'aiuto degli anelli di guardia si mantiene fra *B* e *C* un

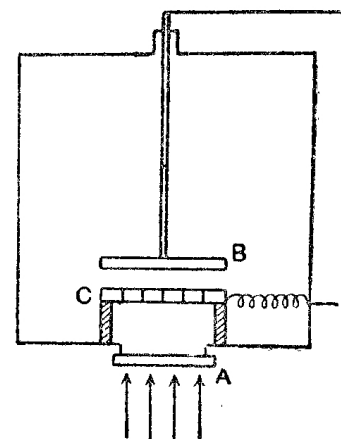



Figura 10

campo uniforme di parecchie centinaia di volt per centimetro. L'apparecchio contiene uno speciale sistema meccanico che permette a B di andare verso C e di ritornare, in un ambiente vuoto, rimanendo parallelo a C. Il gas è mantenuto a una determinata bassa pressione nell'intero apparecchio e la corrente passando fra B e C viene misurata per campi di diversa intensità.

Siano i piatti B e C distanti d cm e sia X il valore del campo elettrico fra di essi. La luce ultravioletta genera un numero di ioni negativi per secondo, n_0, sulla superficie B. Supponiamo che per il processo di urto ciascuno ione negativo produca α nuovi ioni per centimetro di cammino. Townsend suppone che ogni ione positivo crei β nuovi ioni per centimetro di cammino per urto. Consideriamo uno strato D, dello spessore dx cm che dista x cm da B (fig. 11). Sia p il numero totale di coppie

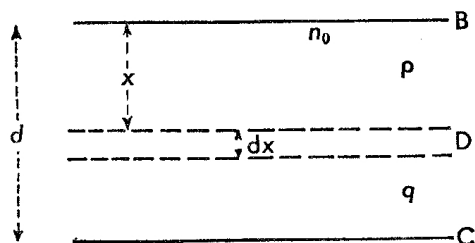



Figura 11

di ioni generati per secondo fra B e D e q il numero generato fra D e C. Nell'elemento dx, il numero di ioni negativi che passano in un secondo è uguale al numero originariamente prodotto sulla superficie del piatto, n_0, sommato col numero di ioni generato fra BD, cioè p. Il numero degli ioni positivi passanti per dx nella direzione opposta è solamente q. Di conseguenza il numero di coppie di ioni creati in dx per urto è

$$\mathrm{d}p = (n_0 + p)\alpha \mathrm{d}x + q\beta \mathrm{d}x . \qquad [1]$$

Se n è il numero totale di ioni negativi che giungono ogni secondo su C, abbiamo

$$n = n_0 + p + q$$

cosí

$$q = n - n_0 - p . \qquad [2]$$

Sostituendo la [2] nella [1] si ha, dopo qualche passaggio,

$$\mathrm{d}p/\mathrm{d}x = (n_0 + p)(\alpha - \beta) + n\beta . \qquad [3]$$

Integrando la [3], risulta

$$\log [(n_0 + p) + n\beta/(\alpha - \beta)] = (\alpha - \beta)x + \text{costante} .$$

Questa si può anche scrivere

$$n_0 + p = A \exp [(\alpha - \beta)x] - n\beta/(\alpha - \beta) .$$

La costante A si può facilmente ottenere perché quando $x = 0$ si ha $p = 0$, da cui otteniamo

$$A = n_0 + n\beta/(\alpha - \beta) .$$

Siccome $n = n_0 + p$ quando $x = d$, troviamo per sostituzione diretta che

$$n = \frac{n_0(\alpha - \beta) \exp [(\alpha - \beta)d]}{\alpha - \beta \exp [(\alpha - \beta)d]} . \qquad [4]$$

Questa formula interpretò bene le osservazioni di Townsend e mostrò che α era molto piú grande di β. Lo studio piú recente ha tuttavia mostrato che il meccanismo β, proposto da Townsend, dell'urto dello ione positivo è errato. Sembra non vi sia alcun dubbio ora che β *non* sia una misura del potere degli ioni positivi di ionizzare per urto. Il meccanismo β è molto complesso. Per esempio è stato dimostrato che ciascuno ione positivo può creare un numero γ di nuovi *elettroni* al catodo, per urto. Da questa ipotesi è stata dedotta una espressione della forma seguente:

$$n = n_0 \frac{(\alpha - \beta') \exp [\alpha d]}{\alpha - \beta' \exp [\alpha d]}$$

in cui $\gamma = \beta'/\alpha$. Poiché β è sempre piccolo in confronto ad α, questa nuova equazione non si distingue sperimentalmente da quella di Townsend. L'effettivo meccanismo γ è piú complesso di quello sopra indicato, poiché implica anche il processo fotoelettrico.

LA SCARICA A SCINTILLA Dall'ultima formula si può vedere che il numero di ioni passanti attraverso una coppia di placche cariche (e perciò

anche la corrente) diverrebbe infinito quando $\alpha = \beta' \exp(\alpha d)$, poiché allora il denominatore si annulla. Fisicamente, ciò significa che passa una scintilla. Quest'ultima avviene per un particolare valore di d, distanza fra le placche, dato da

$$d = (\log \alpha/\beta')/\alpha. \qquad [5]$$

Sebbene questa formula dia un valore approssimativamente corretto della distanza esplosiva, l'effettivo meccanismo della scintilla è molto piú complesso di quanto queste semplici formule suggeriscano.

La differenza ovvia fra una scarica a scintilla e il passaggio silenzioso della corrente fra le due placche considerato prima è che la scintilla è esplosiva e luminosa. Il potenziale richiesto per produrre una scintilla dipende dalla distanza fra le placche, dalla natura del gas racchiuso e dalla sua pressione. Poiché il meccanismo di ionizzazione per urto richiede un certo tempo finito per la moltiplicazione di un numero di ioni sufficienti per portare la corrente della scintilla, vi è sempre un ritardo fra l'applicazione del potenziale esplosivo e l'effettiva scarica. Inoltre, esso richiede una tensione maggiore per il passaggio della prima scintilla rispetto alle altre che si succedono rapidamente, giacché la prima scintilla crea nel suo passaggio una abbondanza di ioni nella vicinanza degli elettrodi. Quando la tensione applicata supera solo lievemente il potenziale necessario per la scintilla, il ritardo osservato può essere di parecchi minuti. Se il tragitto della scintilla è irradiato con luce ultravioletta, si generano ioni fotoelettrici e il ritardo diminuisce considerevolmente.

Nel fare esperimenti sulle proprietà delle scintille, è necessario prendere alcune precauzioni. Gli effetti del ritardo devono essere eliminati, e a causa della concentrazione del campo elettrico vicino a una punta, si devono usare elettrodi piani, paralleli e lisci. Negli esperimenti effettuati da Carr, lamine metalliche piane e parallele erano fissate su di un materiale isolante. La pressione del gas fra le placche poteva essere variata, misurando cosí il potenziale necessario per il passaggio di una scintilla a pressioni differenti. La curva trovata per una data distanza fra le placche è illustrata nella figura 12. Vi è un *optimum* di pressione dipendente dalla distanza, a cui un certo prefissato potenziale minimo è sufficiente a far passare una scintilla. Piú breve è la distanza fra le placche,

piú grande è il valore della pressione critica alla quale si ha il voltaggio minimo. Questo potenziale minimo è caratteristico del gas usato.

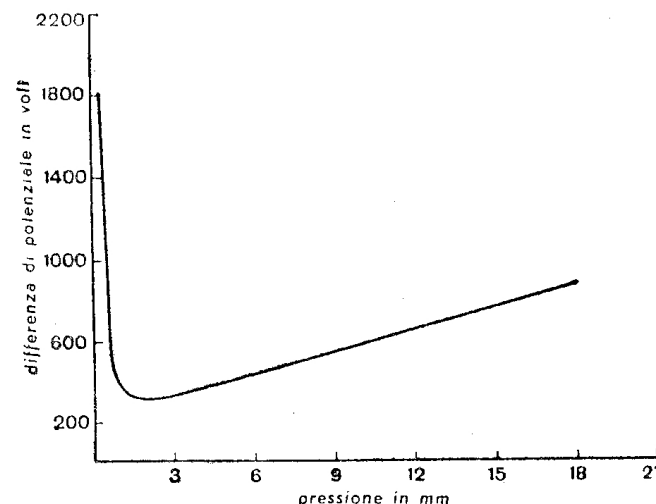



Figura 12

LEGGE DI PASCHEN DEI POTENZIALI ESPLOSIVI Paschen scoprí che il potenziale esplosivo dipende solamente dal prodotto della pressione del gas per la distanza fra gli elettrodi, in qualunque condizione di pressione e di distanza delle placche. Questo è vero per le scintille passanti a ogni pressione ed è stato accertato fino almeno a 50 atmosfere. La legge si può dedurre in generale da considerazioni sull'urto. Il valore del coefficiente di urto α è una misura della tendenza di uno ione a produrre la ionizzazione per urto e dipende chiaramente dalla velocità che uno ione acquista. In prima approssimazione, la velocità di uno ione alla fine del cammino libero medio è Xet/m, e siccome t è proporzionale a $1/p$, dove p è la pressione, allora α deve essere una funzione di Xe/pm. Ma α dipende anche dal numero di urti che hanno luogo per centimetro e questo è proporzionale a p, perciò possiamo scrivere

$$\alpha = p \cdot F(X/p) = p \cdot F(V/pd).$$

F è una certa funzione e V è la differenza di potenziale fra le placche. Si

può anche mostrare, indipendentemente dal meccanismo β, che

$$\beta' = p \cdot F'(V/pd) .$$

Sostituendo nella [5], formula che fornisce la distanza esplosiva per un dato potenziale, otteniamo

$$pd = \frac{\log F(V/pd) - \log F'(V/pd)}{F(V/pd)} . \qquad [6]$$

Dalla [6] si può vedere che il potenziale V richiesto per produrre una scintilla è funzione soltanto di pd. Questa è la legge di Paschen; si può notare anche che la massa del gas fra gli elettrodi è proporzionale a pd.

SCARICHE A PENNELLO E A CORONA Se uno dei due elettrodi, mantenuti a una differenza di potenziale elevata, è appuntito oppure ha un raggio di curvatura alle estremità molto minore della distanza fra gli elettrodi, appare un bagliore sull'elettrodo appuntito, che si trasforma assumendo l'aspetto di una scarica a pennello quando la tensione usata è un poco inferiore al potenziale esplosivo. Questa scarica a pennello si può vedere anche con deboli correnti dell'ordine di 2×10^{-9} ampere. Se si aumenta lentamente il potenziale fra gli elettrodi i pennelli si allungano in sottili tentacoli che si diramano da ogni elettrodo. Quando i pennelli uscenti dai due elettrodi si incontrano avviene un improvviso passaggio di corrente e passa una scintilla. Se il potenziale è ancora mantenuto alto, si forma fra gli elettrodi un arco costante e incandescente. La causa diretta del pennello è la concentrazione del campo elettrico in vicinanza di un elettrodo appuntito. Quando questa concentrazione raggiunge una data intensità, piccole scintille escono dall'elettrodo e terminano nell'aria. È interessante notare che la corrente ionica da un punto ad alto potenziale produce nell'aria un moto violento, dando luogo al "vento elettrico" che può essere facilmente rivelato.

Se uno degli elettrodi è un filo sottile, il pennello prende la forma nota come "scarica a corona". Quando si raggiunge una certa tensione, il sottile filo viene circondato da una guaina continua o da grani luminosi. Ciò costituisce la corona, e, quando la tensione supera questo

punto, la corona si rompe assumendo la forma di scarica a pennello ordinaria. Tecnicamente la formazione della corona è importante in relazione alle perdite di energia nelle linee di trasmissione ad alta tensione.

PROPRIETÀ DI CONDENSAZIONE DEGLI IONI Una proprietà importante di ogni specie di ione è che, come le particelle di polvere, essi hanno il potere di *precipitare nubi di condensazione* da aria soprassatura di vapore. Quando l'aria, che è *satura* di vapor d'acqua, viene improvvisamente raffreddata con una espansione adiabatica, essa diviene *soprassatura* e, se sono presenti particelle di polvere, si forma una nebbia di condensazione. Se la polvere viene rimossa mediante una filtrazione, non vi è precipitazione di nebbia. Dal che si deve concludere che le particelle di polvere *agiscono come nuclei.* Nell'aria polverosa, su ogni particella di polvere si formano goccioline di condensazione. L'espansione adiabatica deve essere effettuata rapidamente se si vogliono ottenere risultati riproducibili, poiché una espansione lenta permette al gas di scaldarsi rapidamente e la soprassaturazione scompare.

Wilson mostrò che l'aria umida priva di polvere produceva nebbia di condensazione quando subiva una espansione adiabatica di 1,38 volte il suo volume iniziale. Le tavole della tensione di vapore mostrano che questo equivale a creare una soprassaturazione *otto volte superiore* a quella del vapore saturo. Quando, tuttavia, gli ioni sono presenti nell'aria priva di polvere, appare la nebbia con un rapporto di espansione di 1,25, che rappresenta solamente una soprassaturazione *quadrupla.* È chiaro che gli ioni singoli debbono agire come nuclei di condensazione favorendo la precipitazione della nebbia. Wilson poté inoltre dimostrare che l'espansione minima necessaria per le precipitazioni di nebbia differisce per gli ioni positivi e negativi. Per gli ioni negativi è sufficiente un rapporto di espansione di 1,25 (soprassaturazione quadrupla), mentre gli ioni positivi richiedono un rapporto di 1,31 (soprassaturazione sestupla). A meno che le due specie di ioni siano state preventivamente separate da un campo elettrico, è chiaro che il rapporto piú elevato di 1,31 farà precipitare nebbia contenente ioni sia positivi che negativi. La nebbia formata di ioni, che fungono da nuclei di condensazione, porterà con sé la carica di tutti gli ioni imprigionati in essa.

TEORIA DELLA CONDENSAZIONE SUGLI IONI È facile mostrare che, in prima approssimazione, la tensione di vapore di una goccia sferica di liquido supera quella di una superficie piana di una quantità $P=2T\sigma/r\varrho$, dove ϱ e σ sono rispettivamente le densità del liquido e del suo vapore, r il raggio della goccia, e T la tensione superficiale del liquido. Se r è molto piccolo, allora P sarà molto grande, il che significa che se si forma, in qualche modo, una goccia di condensazione molto piccola, la tensione di vapore del liquido in questa goccia sarà cosí alta che *avrà luogo una immediata rievaporazione* e la goccia sparirà rapidamente. Cosí, anche se vi è una considerevole quantità di soprassaturazione, le gocce si formeranno soltanto *se troveranno dei nuclei per formarvisi,* in modo da renderle capaci di iniziare con un valore di r sufficientemente grande per mantenere la tensione di vapore ad un valore ragionevole. Questo spiega perché le nubi si formano facilmente nell'aria non filtrata e una soprassaturazione otto volte maggiore può essere raggiunta quando l'aria è priva di polvere. La pioggerella che inizia al di là di questo punto ha luogo perché le molecole stesse dell'aria si comportano come i nuclei necessari.

Consideriamo ora che cosa accade se una gocciolina di acqua condensata viene caricata con una carica elettrica e. L'energia potenziale elettrica di una tale gocciolina carica è $e^2/2r$ e, siccome questa diminuisce quando r aumenta, il puro effetto della carica è quello di fare *espandere* la goccia in modo da portare al valore minimo l'energia potenziale elettrica. D'altra parte, l'energia potenziale dovuta alla tensione superficiale del liquido della goccia è $4\pi r^2 T$, che decresce quando r diminuisce. Cosí la tensione superficiale tende a produrre la *contrazione* della gocciolina. È chiaro, perciò, che la carica elettrica agisce in senso opposto alla tensione superficiale e cosí produce l'effetto *equivalente ad una riduzione della tensione superficiale* del liquido costituente la gocciolina. Giacché la tensione di vapore è proporzionale alla tensione superficiale, una goccia carica non evaporerà cosí rapidamente come una goccia priva di carica dello stesso raggio, perciò uno ione sarà in grado di iniziare la condensazione di nebbia su di sé prima che lo possa fare una molecola normale non carica.

L'azione particolare degli ioni negativi ha la sua origine nel fatto che le gocce di acqua, come si sa, possiedono un doppio strato superficiale elettrizzato con la parte interna negativa. Ciò rende gli ioni negativi piú efficienti degli ioni positivi come nuclei di condensazione.

LA CAMERA DI ESPANSIONE A NEBBIA DI WILSON La camera di espansione a nebbia ideata da C. T. R. Wilson è un apparecchio di grande semplicità e di grande importanza. Esso è illustrato schematicamente nella figura 13. La camera di vetro cilindrica A poggia sopra un disco

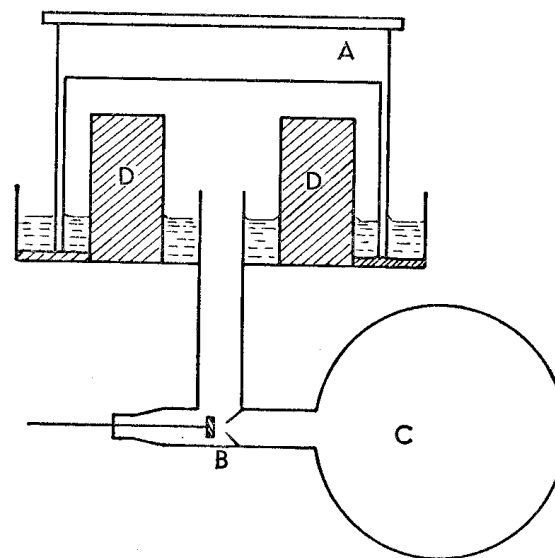



Figura 13

di gomma in un recipiente che contiene acqua. Un pistone mobile produce l'espansione in A. I blocchi di legno D sono introdotti allo scopo di ridurre il volume di aria nella cavità del pistone. Un grande recipiente C, dove è stato fatto il vuoto, è collegato al pistone attraverso un tubo mediante la valvola B. Quando si apre B, l'aria che si trova nel pistone viene messa in comunicazione con la camera C vuota e di conseguenza il pistone cade immediatamente, producendo perciò una espansione adiabatica nel cilindro A. Il rapporto d'espansione può

essere regolato variando l'altezza del pistone. In pratica si ripetono parecchie espansioni finché tutte le particelle di polvere sono espulse. Allora, se degli ioni si formano in A, una espansione causerà la condensazione sui singoli ioni (vedi le tavole 4 e 5). Nella figura si vede il pistone alla fine del suo movimento dopo un'espansione completa.

Molti ingegnosi perfezionamenti sono stati apportati per migliorare la camera a espansione. Le gocce attorno agli ioni sono di solito osservate con metodi fotografici. Si possono impiegare due macchine fotografiche, poste in modo da formare un certo angolo; la posizione nello spazio della nebbia può cosí essere determinata con la combinazione di due fotografie prese simultaneamente. Ciò è di grande importanza quando si devono studiare le tracce ioniche prodotte da singole particelle ionizzanti che si muovono rapidamente. Shimizu ha ideato una forma semplice di camera a espansione nella quale il pistone è azionato dal braccio di un motore; le espansioni non sono cosí rapide come nell'apparecchio precedentemente descritto, ma con questo mezzo si possono ottenere tre espansioni al secondo. Si usa un apparecchio cinematografico in collegamento con questa camera e ne risulta un grandissimo risparmio di tempo. Un progresso notevole della tecnica della camera di espansione lo si deve a Blackett, che ha costruito una camera automatica, messa in azione dal passaggio di una singola particella ionizzante. Cosí la particella di cui si desidera osservare la traccia agisce come un interruttore e produce l'espansione. Il risultato è che quasi ogni fotografia d'espansione contiene tracce, mentre precedentemente, in molti esperimenti, vi era solamente una piccola probabilità di ottenere le tracce richieste, quando si produceva una data espansione. I dettagli piú completi di questa camera saranno dati piú tardi.

Nella tavola 4*a* si può vedere una fotografia che mostra le tracce della nebbia ionica quando un fascetto di raggi X passa attraverso la camera. Si può chiaramente vedere che lungo il percorso del fascetto dei raggi X degli elettroni vengono espulsi dagli atomi. Ogni elettrone espulso ad alta velocità produce la ionizzazione lungo il suo cammino, che procede a zig-zag a causa dei frequenti urti con gli atomi. Il cammino di ciascun elettrone è reso visibile dalla condensazione di goccioline sugli ioni formati dall'urto con atomi. La tavola 4*c* illustra le

tracce formate quando una singola particella ionizzante attraversa la camera di espansione molto rapidamente. Le singole goccioline che si formano attorno a ciascuno ione, si possono spesso contare. È importante notare che nell'uso dei metodi fotografici l'esposizione deve avvenire una piccola frazione di secondo dopo l'espansione, altrimenti le gocce cadono e la traccia si deforma e scompare.

2.

La scarica elettrica nei gas a basse pressioni

ASPETTO A PRESSIONI RIDOTTE Quando una scarica elettrica si fa passare fra due elettrodi, in un tubo contenente un gas a bassa pressione, l'aspetto differisce moltissimo da quello della scintilla nell'aria a pressione atmosferica. Applicando il campo elettrico e poi riducendo continuamente la pressione, la scintilla che scoccava all'inizio si allarga in una scarica di corrente silenziosa. Alla pressione di 1 mm circa di mercurio quasi tutto il tubo si riempie di un bagliore che si diffonde dall'anodo. Questo bagliore, chiamato bagliore positivo, non riempie l'intero tubo, ma termina vicino al catodo, dove si ha uno spazio oscuro. Questo spazio oscuro, detto di Faraday, si estende in prossimità del catodo, il quale è ricoperto di un sottile strato luminoso, la guaina catodica. Seguitando a ridurre la pressione, si può vedere il bagliore di tale guaina distaccarsi dal catodo mentre appare un secondo spazio oscuro, detto di Crookes, fra la luce negativa e il catodo. In queste condizioni, la scarica ha l'aspetto che si vede nella figura 1.

Quando la pressione scende a circa 0,1 mm di mercurio la colonna

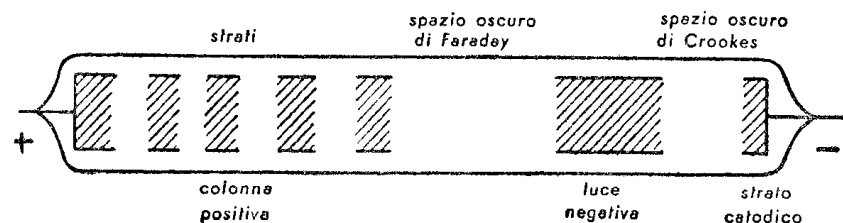



Figura 1

luminosa positiva si fraziona in bande alternativamente oscure e luminose chiamate strati, le quali divengono piú lunghe e si rarefanno man mano che la pressione viene ancora ridotta.

Allorché la pressione del gas viene ulteriormente ridotta, lo spazio oscuro di Crookes si estende fino a riempire l'intero tubo e il bagliore nel gas scompare. A questo punto la resistenza elettrica del tubo aumenta considerevolmente ed è molto difficile far passare la corrente, se la pressione del gas diminuisce ancora. Sebbene non vi sia bagliore nel gas entro il tubo, il catodo emette una corrente di particelle cariche, i raggi catodici, i quali urtando le pareti del tubo lo eccitano rendendolo fluorescente. Sir J. J. Thomson per primo dimostrò che questa emissione catodica consiste di una corrente di particelle elettrizzate, di elevata velocità — elettroni — che si muovono dal catodo descrivendo traiettorie rettilinee. Questo fascio di raggi produce ombre nettamente definite dei corpi solidi interposti sul suo cammino, può inoltre esercitare una piccola pressione meccanica, riscaldare i corpi fino alla incandescenza e renderli fluorescenti. Le particelle costituenti il fascio possono essere facilmente deviate da piccoli campi magnetici e da campi elettrici e portano una carica negativa. Quando il fascio colpisce i corpi solidi, questi emettono raggi X, cosicché un tubo di scarica, a pressione sufficientemente bassa da dare un fascio di raggi catodici definito, emette sempre raggi X.

VARIAZIONE DI POTENZIALE NEL TUBO DI SCARICA I fenomeni complessi che hanno luogo in un tubo di scarica a bassa pressione si possono studiare esaminando la distribuzione del potenziale lungo il tubo. Sono stati ideati molti metodi sperimentali a questo scopo; nella figura 2 è illustrato quello dovuto a J. J. Thomson. La scarica che si deve studiare passa fra gli elettrodi *A* e *B*, i quali costituiscono rispettivamente l'anodo e il catodo. Questi sono fissati su una base isolante montata in modo che il sistema completo degli elettrodi possa essere mosso da un'estremità all'altra del tubo senza alterare la pressione. *EF* è un piccolo tubo di scarica ausiliario, il quale manda un sottile pennello di raggi catodici fra *A* e *B* sino allo schermo fluorescente *S*. Questo pennello di raggi è sottoposto al campo elettrico fra *A* e *B*, ed è cosí deviato

nel suo passaggio attraverso la scarica; l'entità della deviazione dipende dalla intensità del campo attraverso il quale passa. Sotto il pennello di raggi catodici si possono far passare successivamente le varie parti

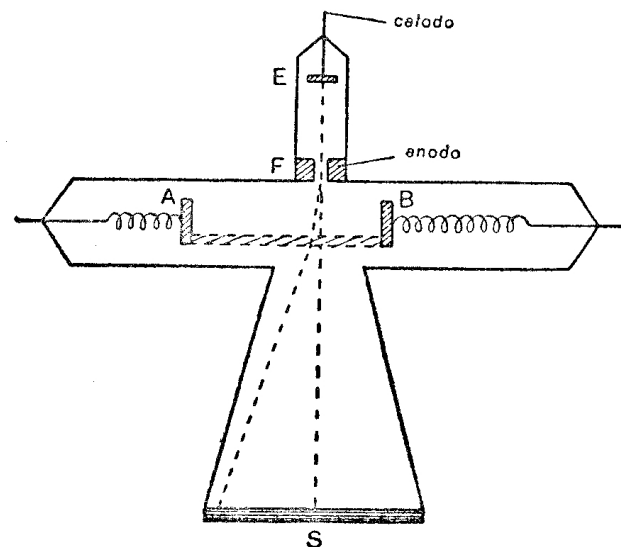



Figura 2

di AB, in modo che può essere studiata la distribuzione dell'intero campo nello spazio della scarica.

Come era da attendersi dalla variazione nell'aspetto della scarica con la pressione, la distribuzione del campo è influenzata in modo molto sensibile dai cambiamenti di pressione. Illustriamo due casi. Nella figura 3 la pressione non è sufficientemente bassa per produrre strati. La curva sotto il tubo di scarica mostra la distribuzione del campo. Vi è una caduta molto rapida di potenziale nello spazio oscuro vicino al catodo. La maggior parte della caduta di potenziale attraverso il tubo nel suo complesso ha luogo nello spazio oscuro. Nella scarica mostrata nella figura 4 si vedono degli strati e la principale caduta di potenziale avviene nello spazio oscuro di Crookes accanto al catodo. Le variazioni di minore entità che si possono osservare corrispondono agli strati, e ciascuno strato di spazio oscuro mostra una caduta del campo.

Per un certo valore limite della corrente, dipendente dalla dimensione

del catodo, la caduta di potenziale catodica è indipendente dalla corrente e dalla pressione nel tubo di scarica. In tale condizione la diminuzione di potenziale si chiama *caduta catodica normale*, essendo il

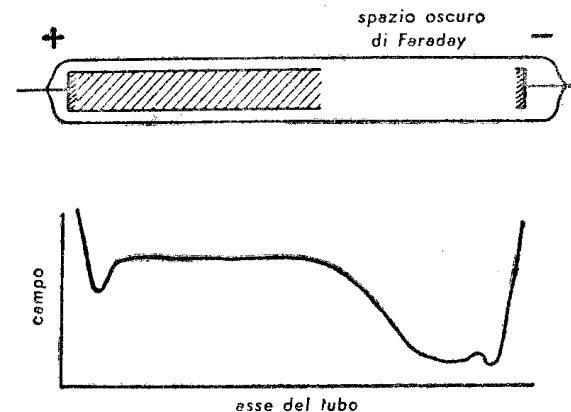



Figura 3

suo valore dipendente in prevalenza dalla natura del gas usato, sebbene esso sia un po' influenzato dal materiale dell'elettrodo. La caduta catodica normale esiste solo finché il catodo rimane ricoperto *parzialmente*

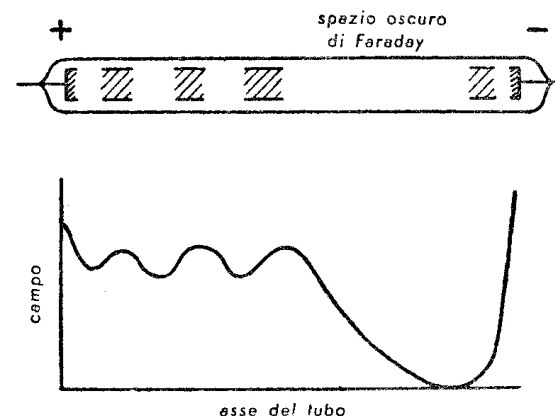



Figura 4

dal bagliore. Quando la corrente in un tubo viene aumentata, la superficie del bagliore sul catodo si espande in modo tale da mantenere una densità di corrente costante al catodo. Se si aumenta la

corrente, dopo che il catodo è completamente ricoperto dal bagliore, ha luogo un cambiamento nella caduta di potenziale, il cui valore cresce con la corrente. La caduta di potenziale viene detta allora *anomala*. Le cadute di potenziale catodiche normali sono dell'ordine di parecchie centinaia di volt.

IL MECCANISMO DELLA SCARICA Per comprendere il meccanismo generale della scarica a bassa pressione dobbiamo considerare il complesso fenomeno descritto nella figura 4. Nel suo insieme il fenomeno può essere attribuito alla ionizzazione per urto dentro il tubo. È chiaro che se si produce, con un mezzo qualsiasi, la ionizzazione delle molecole del gas, si creeranno nel processo ioni positivi e negativi. Al momento della creazione, gli ioni negativi saranno elettroni e gli ioni positivi le molecole del gas che rimangono cariche positivamente. A causa della mobilità relativamente alta degli elettroni, questi ultimi saranno respinti molto rapidamente dalle vicinanze del catodo. Vi sarà cosí una accumulazione di ioni positivi vicino al catodo, fatto che spiega perché il gradiente del campo qui è intenso ed è grande la caduta di potenziale catodica. Gli ioni positivi accelerati colpiscono il catodo e lo costringono a liberare una abbondante corrente di elettroni. Alcuni degli ioni in movimento colpiscono le molecole del gas e le ionizzano per urto, creando entrambi i tipi di ioni. A causa dell'elevato gradiente prodotto dalla accumulazione degli ioni positivi vicino al catodo gli elettroni creati in questa vicinanza sono accelerati rapidamente. Gli elettroni in movimento non producono affatto luce, giacché vi è soltanto emissione di luce dagli atomi o dalle molecole che sono state eccitate. Appena gli elettroni in rapido movimento colpiscono le molecole, essi le ionizzano per urto e causano anche un bagliore di eccitazione. È chiaro, perciò, che la lunghezza dello spazio oscuro di Crookes corrisponde al cammino libero medio degli elettroni, ossia essi devono in media percorrere questa distanza prima di colpire una molecola. L'inizio del bagliore negativo dovrebbe cosí rappresentare l'inizio della ionizzazione per urto degli elettroni. Ciò non è completamente esatto poiché sembra probabile che lo spazio oscuro corrisponda a *piú di un* cammino libero medio.

Però, l'accumularsi degli ioni positivi nelle vicinanze del catodo, che in origine aiutava gli elettroni ad uscire da questa regione, tende ora a ridurre le velocità degli elettroni che sono passati attraverso lo spazio oscuro. Essi rallentano subito fino ad essere incapaci di ionizzare per urto. Questo è l'inizio dello spazio oscuro di Faraday. Perdendo rapidamente l'influenza degli ioni positivi, gli elettroni, nello spazio oscuro di Faraday, incominciano ora ad accelerare verso l'anodo e si inizia di nuovo la ionizzazione per urto con la conseguente apparizione di bagliore nel gas. Questo costituisce l'inizio della colonna positiva, essendovi gli ioni, sia positivi che negativi, prodotti naturalmente dal processo di urto. Gli elettroni formatisi all'inizio della colonna positiva possiedono una grande mobilità e si spostano rapidamente verso l'anodo, lasciando dietro a sé una accumulazione di ioni positivi che ancora una volta rallenta gli elettroni fino a renderli incapaci di ionizzare, e cosí, ancora una volta, viene creato uno spazio oscuro. In questo modo, si produce uno strato nella colonna positiva. Per conseguenza le parti luminose degli strati corrispondono al bagliore negativo e le regioni oscure allo spazio oscuro di Faraday. È chiaro che il processo di formazione degli strati può ripetersi finché sia raggiunto l'anodo. Gli strati si allungano riducendo la pressione poiché allora aumenta il cammino libero medio.

La descrizione precedente non deve considerarsi completa poiché non tiene affatto conto del fenomeno nei suoi dettagli quale si può osservare nei tubi di scarica. Sono stati osservati molti tipi differenti di strati, alcuni molto netti, alcuni multipli, altri mobili, altri ancora stazionari, ecc. La forma del tubo di scarica e degli elettrodi ha un effetto ben determinato sulla formazione degli strati. Questi sono facilmente eccitati se il gas del tubo contiene dei composti del carbonio, come CO, CO_2, o composti organici come C_6H_6, ecc.

RAGGI CATODICI Quando la pressione è cosí bassa da fare estendere lo spazio oscuro fino a riempire completamente il tubo, macchie di fluorescenza verdastre appaiono sul vetro di fronte al catodo. Queste macchie sono causate da una radiazione emessa dalla superficie del catodo. Se un corpo solido viene interposto lungo il cammino dei raggi, fra il

catodo e le pareti del tubo, viene proiettata un'ombra netta sulla macchia di luce fluorescente. Dalla dimensione e dalla nitidezza dell'ombra risulta evidente che la radiazione procede in linea retta e viene emessa normalmente alla superficie del catodo. Questo fascio di raggi viene chiamato fascio di raggi catodici ed è possibile dimostrare che consiste in una corrente di particelle elettrizzate (elettroni) che si muovono rapidamente.

Un grandissimo numero di corpi diviene fosforescente quando è colpito dai raggi catodici e, usando questo procedimento, i raggi possono essere rivelati facilmente. In particolare, i cristalli di platinocianuro di potassio, o willemite, emanano una luce di fosforescenza molto brillante, e se un pennello di raggi catodici viene proiettato su di uno schermo ricoperto da una fine polvere di questo materiale, si forma una macchia luminosa brillante. Se il fascio di raggi catodici è soggetto a forze elettriche o magnetiche, si possono osservare i movimenti di questo pennello, e studiare cosí le proprietà dei raggi. Poiché essi sono emessi normalmente alla superficie catodica, se il catodo ha la forma di uno specchio concavo essi potranno essere concentrati in un punto. I raggi possono riscaldare i corpi per urto e, se concentrati in un punto, possono anche fondere il platino. Un effetto secondario associato al riscaldamento è che i raggi catodici possono produrre la rotazione meccanica di un mulinello sospeso lungo il loro cammino. Ciò è dovuto a un'azione radiometrica: essendo un lato di ciascuna paletta riscaldato piú dell'altro, questo fatto provoca una piú forte reazione, dovuta ai contraccolpi piú forti delle molecole del gas che vengono a contatto con la faccia piú calda. Prescindendo da ciò, vi sono fatti che ci inducono a pensare che i raggi catodici esercitino una vera e propria pressione meccanica di piccola entità che può essere rivelata se la pressione del gas è molto bassa, essendo allora eliminato l'effetto radiometrico.

Quando un magnete a forma di sbarra viene posto in un tubo dove un fascio di raggi catodici va a cadere su uno schermo fluorescente, la macchia di luce si muove in un senso o in un altro, secondo il polo magnetico che viene presentato ai raggi. Si è trovato che sono sufficienti piccolissimi campi magnetici per far deviare il fascio di raggi catodici.

Se i raggi passano fra una coppia di placche metalliche, mantenute a una differenza di potenziale, anche in tal caso la macchia luminosa viene deviata. La deviazione subíta per effetto di campi elettrici o magnetici è in accordo con ciò che ci si sarebbe dovuto attendere da una corrente di particelle con carica negativa.

Un esperimento importante effettuato da Perrin nel 1895 dimostra che i raggi portano con loro una carica negativa. Nella figura 5 è illustrata la forma dell'apparecchio usato. I raggi catodici vengono prodotti nel tubo laterale A e per mezzo dell'apertura B si forma un sottile fascio (pennello). Il pennello di raggi catodici produce una macchia verde fluorescente sulla parete del grande bulbo C. Si dispone poi un magnete in modo che la macchia di luce C possa essere lentamente deviata verso l'apertura di un cilindro metallico D, che è circondato da un involucro di protezione messo a terra. D è connesso a un elettrometro, e, appena i raggi catodici cadono nell'apertura, viene registrata una grande carica negativa e viene cosí dimostrato che i raggi catodici portano una carica negativa.

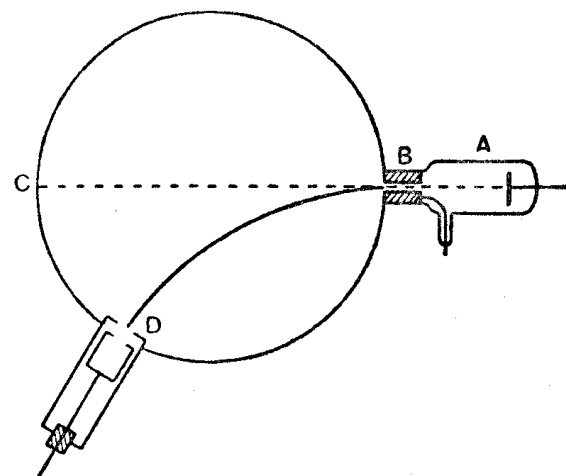



Figura 5

Hertz per primo trovò che i raggi catodici possono attraversare sottili fogli metallici. Lenard studiò questa proprietà piú a fondo. Una importante proprietà dei raggi catodici è costituita dal fatto che essi

hanno, come la luce, il potere di annerire una lastra fotografica, cosí le deviazioni dei fasci di raggi catodici possono essere studiate fotograficamente con un elevato grado di precisione.

SPRUZZAMENTO CATODICO Quando un tubo di scarica è stato usato per un tempo considerevole, il vetro nelle prossimità del catodo si ricopre di un deposito di metallo, spesso formando uno specchio. Si dice che il metallo del catodo è stato "spruzzato". Lo spruzzamento catodico è tecnicamente utilizzato per la produzione di sottili pellicole metalliche e specchi di alta qualità. Il tubo può essere fatto in modo tale che lo spruzzamento da un catodo, per esempio, d'argento sia completamente uniforme e con questo metodo si possono ottenere sottili pellicole uniformi otticamente perfette. Il meccanismo di spruzzamento è estremamente complesso e non è stato ancora del tutto spiegato. Tuttavia è certo che il fenomeno avviene per la disintegrazione della superficie metallica del catodo dovuta al bombardamento da parte degli ioni positivi attratti da esso. È da considerare che le particelle spruzzate consistono per lo piú di atomi metallici scarichi, moventisi con una velocità corrispondente alla velocità termica degli atomi del vapore del metallo al suo punto di ebollizione.

L'efficacia dell'azione di spruzzamento dipende dal peso molecolare del gas usato nel tubo. Piú pesanti sono gli ioni positivi, piú efficace sarà l'azione distruttiva dell'urto sulla superficie catodica. Quando il peso molecolare del gas nel tubo cresce, un aumento regolare viene osservato nella quantità di metallo spruzzato in un dato tempo. L'argon, per esempio, è sedici volte piú efficace dell'idrogeno. Qualche metallo, tra cui l'argento, l'oro, il cadmio, ecc., spruzza con gran facilità, mentre altri come l'alluminio, il magnesio, ecc., spruzzano con molta difficoltà. Si può pensare che la carenza di spruzzamento sia dovuta all'esistenza di un rivestimento di ossido protettivo sopra i metalli aventi scarsa capacità di spruzzamento. Lo spruzzamento nei tubi può produrre complicazioni poiché le pareti si rivestono di metallo e diventano opache alla luce. Siccome una lastra di metallo sottile è conduttrice di elettricità, talvolta delle scintille scoccano sulle pareti di vetro e causano la scarica per corto circuito o producono un foro nella parete di vetro.

TIPI DI SCARICA A BASSA PRESSIONE In molti rami della scienza e dell'industria sono di grande importanza i tubi di scarica a "vuoto" di diverse forme. Citiamo alcune applicazioni: per esempio, vi sono 1) i tubi a raggi X, 2) i tubi per spettroscopi, 3) i raddrizzatori a "vuoto", 4) gli oscillografi, 5) le insegne luminose pubblicitarie al neon, ecc. La necessità di tanti tubi di specie diverse ha portato alla creazione di uno speciale ramo dell'elettrotecnica, che si interessa delle scariche nei tubi a "vuoto". Consideriamo qui alcuni tipi speciali di scariche che sono stati prodotti per puro scopo scientifico nello studio degli spettri, poiché lo studio di questi ultimi ha condotto a importanti risultati riguardo alle strutture degli atomi e delle molecole.

IL TUBO DI GEISSLER Il tubo di Geissler, che è stato usato per molti anni come sorgente spettroscopica, può assumere molte forme. Un tipo semplice è quello disegnato nella figura 6. Il tubo ha la forma della

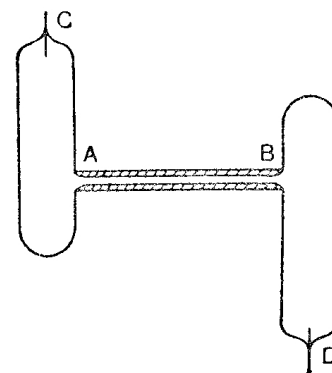



Figura 6

lettera H; esso ha una parte capillare *AB* lunga circa 4 cm e con un diametro dell'ordine di 1 mm. Gli elettrodi *CD* sono spesso di platino. Il tubo è riempito del gas di cui si richiede lo spettro, a una pressione di 1 o 2 mm di mercurio. Si applica un potenziale alternato di oltre 2000 volt mediante un rocchetto o un trasformatore e il passaggio della scarica produce una concentrazione della colonna positiva nello stretto tubo *AB*, essendo qui elevata la densità di corrente. Si può osservare

una emissione molto brillante quando il tubo capillare si guarda "da una estremità". Tali tubi si sono mostrati di grande utilità in relazione allo studio degli spettri a righe dati dagli atomi e degli spettri a bande dati dalle molecole. A causa del fatto che sono necessari potenziali elettrici notevolmente elevati, le righe dello spettro sono tutte un po' allargate, poiché i campi elettrici intensi influenzano il moto degli elettroni negli atomi e nelle molecole. Questo fatto provoca difficoltà in certi studi dove si richiedono righe estremamente sottili. Quando sono necessarie righe estremamente nitide e sottili, la sorgente usata è la scarica con un "catodo cavo".

LA SCARICA CON CATODO CAVO La scarica con un catodo cavo, scoperta da Paschen, ha dato risultati importantissimi, concernenti i nuclei degli atomi. Questo è un metodo per produrre righe spettrali di grande intensità e di estrema nitidezza. Il tubo nella sua forma piú semplice è descritto nella figura 7. L'anodo A può consistere in un

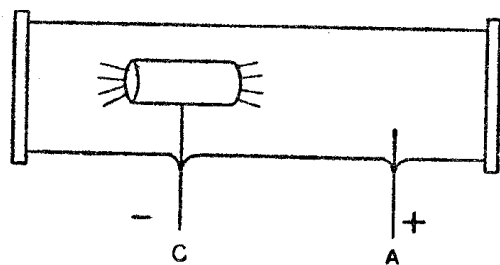



Figura 7

pezzo di platino o in un filo nichel, il catodo C ha la forma di un cilindro metallico cavo. Il tubo funziona con corrente continua; si richiede un potenziale superiore ai 500 volt (preferibilmente circa 1500 volt). Il gas nel tubo è alla pressione critica, dell'ordine di 1 mm di mercurio, il valore effettivo dipendendo dalle dimensioni del catodo. Alla pressione opportuna, l'applicazione di una differenza di potenziale continua fra A e C produce una scarica particolare. L'interno del catodo cavo si riempie di un bagliore particolarmente brillante se si fa passare una corrente intensa. Lo spettro del bagliore del catodo cavo consiste in

entrambi gli spettri, del gas che porta la scarica e del metallo del catodo. Introducendo delle sostanze nell'interno del catodo cavo si può produrre il loro spettro e studiarlo.

Il meccanismo di eccitazione è molto complesso e sembra che in gran parte sia dovuto all'azione dello spruzzamento. Durante la scarica nel gas gli ioni positivi bombardano il catodo o il materiale deposto su di esso e questo viene eccitato producendo cosí lo spettro. Poiché la luce è virtualmente eccitata entro un cilindro di Faraday, cioè in un luogo dove il campo elettrico è piccolissimo, le righe emesse sono molto nitide. Questa descrizione però è poco esatta. Infatti ciò è vero finché vi è una caduta catodica normale, la quale sussiste fin tanto che la corrente è tale che l'intero catodo non è completamente coperto da bagliori. Il catodo può essere raffreddato e in queste condizioni di bassa temperatura e di assenza di un forte campo le righe emesse sono molto sottili. Lo studio della inerente struttura iperfine di queste righe sottili ha portato a importanti scoperte sui nuclei atomici.

LA SCARICA SENZA ELETTRODI Vi sono due tipi distinti di scariche "senza elettrodi", che vengono chiamate rispettivamente la scarica ad "anello" e la scarica ad "alta frequenza", sebbene entrambe siano in effetti scariche ad alta frequenza. Per eccitare la scarica ad anello, scoperta da J. J. Thomson, un tubo, in cui sia stato fatto un vuoto parziale e sia privo di elettrodi, è posto nell'interno di un solenoide attraverso il quale si fa passare una corrente alternata ad alta frequenza, prodotta dalla sorgente oscillante che si crea quando una bottiglia di Leyda si scarica attraverso la bobina. Le linee di forza del campo elettrico formano curve chiuse; in tal modo la scarica assume la forma di un anello di luce brillante, coassiale con il solenoide. Questa scarica è molto energica, specie se in serie con la bobina e la bottiglia di Leyda si pone una scintilla smorzata. A causa della violenza della scarica, molti elettroni possono essere strappati dagli atomi, producendo cosí uno stato di ionizzazione multipla. Con questo metodo si possono studiare facilmente atomi ionizzati in modo multiplo.

L'azione della "scarica ad alta frequenza" è molto differente da quella scarica ad anello. Essa è eccitata mediante onde elettromagnetiche pro-

dotte da un oscillatore a valvola, essendo necessarie radiofrequenze. Le lunghezze d'onda fra 1 e 10 000 metri sono del pari capaci di eccitare la scarica (frequenze da 3×10^8 a 3×10^4 cicli al secondo). Un tubo a "vuoto" senza elettrodi è posto accanto al circuito oscillante, oppure strisce di metallo avvolte attorno alla superficie esterna del tubo sono collegate al rocchetto d'induzione dell'oscillatore. Il tubo emette una luce brillante e sebbene la scarica sia molto intensa, l'eccitazione è assai debole, essendo effettivamente un'eccitazione a bassa tensione. La proprietà particolarmente interessante di questa forma di scarica è che essa può facilmente attraversare un tubo in cui la pressione è cosí bassa che una scarica ordinaria non potrebbe affatto passare. Cosí, è possibile studiare il comportamento degli atomi a pressioni molto basse dove gli urti sono poco frequenti.

LA PRODUZIONE DEGLI ALTI VUOTI La maggior parte dei progressi della fisica moderna sono dovuti indirettamente alla facilità con cui si possono produrre alti vuoti. Pompe a rotazione meccanica di tipo economico possono produrre un vuoto con una pressione di 0,001 mm di mercurio. Ciò è sufficiente per molti studi sperimentali. Le pompe *molecolari* rotative possono raggiungere pressioni molto basse e sono di grande importanza, ma piú di frequente viene usata una pompa a olio in collegamento con una pompa a *diffusione*.

Il funzionamento di un tipo comune di pompa rotativa è illustrato nella figura 8; la costruzione è interamente di metallo. Un cilindro

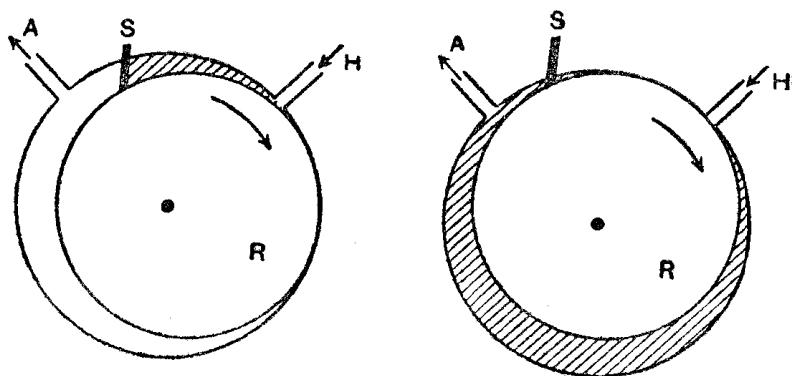



Figura 8

rotante *R*, montato eccentricamente, aspira l'aria dalla parte *H* da evacuare e la trasporta a quella *A* a pressione atmosferica. All'inizio di ogni fase di estrazione, l'aria entra da *H* nella camera tratteggiata e, mentre il cilindro ruota, quest'aria imprigionata viene spinta verso l'apertura *A*. L'ulteriore completamento della rotazione comprime l'aria e la spinge nell'atmosfera. *S* è una valvola a molla oliata che separa l'alta e la bassa pressione. Di solito, le pompe hanno due cilindri rotanti sfasati, montati sul medesimo asse e connessi in serie, pompanti alternativamente in modo da formare una pompa a due fasi. L'intero sistema rotante è immerso in olio a bassa tensione di vapore. Con una velocità di rotazione di circa 250 giri al minuto può essere conseguito un vuoto di 10^{-3} mm di mercurio.

Nella tecnica moderna sono generalmente usate *pompe a diffusione* per raggiungere pressioni di 10^{-6} mm e anche piú basse, essendo tali vuoti richiesti di frequente. Un tipo semplice è illustrato nella figura 9. Il mercurio o l'olio a bassa tensione di vapore contenuto in *A* viene

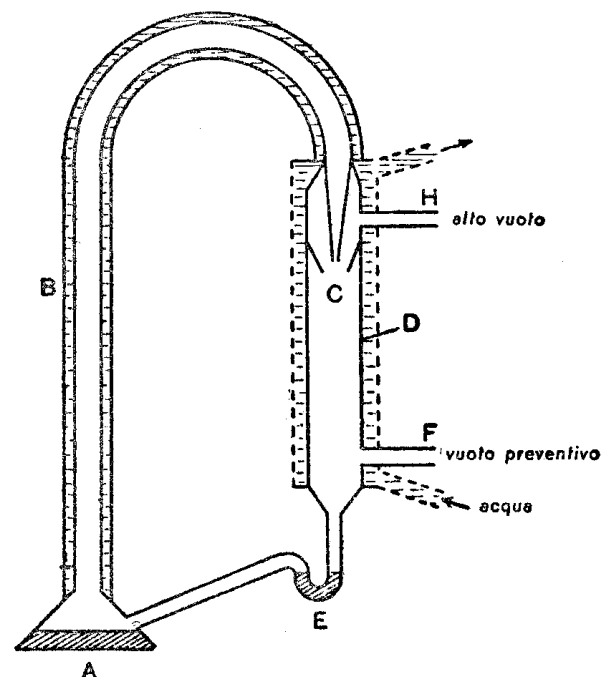



Figura 9

riscaldato e il vapore, dopo essere passato nel tubo rivestito *B*, fuoriesce da un ugello *C* e indi si condensa sopra le pareti della camera *D* raffreddata ad acqua. Il mercurio condensato, o l'olio, ritorna ad *A* attraverso la trappola *E*. L'apparecchio che deve essere vuotato, viene fissato all'estremità del tubo *H*. Una pompa rotativa a olio è collegata con *F*, poiché la *pompa a diffusione non funzionerà senza una pompa ausiliaria che produca un vuoto preliminare.*

Il funzionamento della pompa è complesso. La riduzione preliminare di pressione prodotta dalla pompa a rotazione permette al getto di vapore uscente da *C* di raggiungere una velocità molto elevata. Il gas diffondentesi dall'apparecchio che viene vuotato è imprigionato dal getto di vapore, portato giú alla pompa rotativa e rimosso. La velocità del getto di vapore è molto piú elevata di quella di diffusione delle molecole del gas; cosí virtualmente non vi è nessuna probabilità di una qualche diffusione di ritorno entro la camera a vuoto. La velocità della pompa e il vuoto preliminare richiesti dipendono dalla forma e dalle dimensioni dell'ugello *C*. Quando si richiedono velocità elevate e pressioni basse, vengono impiegate pompe a fasi multiple, consistenti in numerose file di ugelli in serie, ciascuno funzionante come pompa che crea un vuoto preliminare per l'ugello seguente.

Il vuoto finale dipende dalla tensione di vapore del mercurio o dell'olio impiegato; con rubinetti da vuoto lubrificati, il lubrificante del rubinetto limita la pressione che si può raggiungere. Vi è sempre una costante e lenta "evaporazione" di gas occlusi dalle pareti di ogni sistema a vuoto e questo determina il limite finale che può essere raggiunto, se si evita l'uso dei lubrificanti ed anche se la tensione dell'olio o del vapore di mercurio viene mantenuta estremamente bassa per mezzo di trappole ad aria liquida.

Un altro metodo comodo e rapido per produrre un alto vuoto in una camera di piccole dimensioni è l'impiego di *carbone vegetale raffreddato da aria liquida*. Questo processo non può essere sempre usato, ma dove è possibile impiegarlo è estremamente efficace. Il funzionamento della pompa è basato sul fatto che il carbone vegetale preparato appositamente, quando è raffreddato alla temperatura dell'aria liquida, ha una grandissima capacità di assorbimento per molti gas. La potenza

di assorbimento dipende dal modo in cui il carbone è preparato; quello fatto con la corteccia delle noci di cocco è ritenuto il migliore. Il carbone viene attivato lasciandolo esposto all'aria mentre viene raffreddato da aria liquida. Esso assorbe un volume d'aria molte centinaia di volte maggiore del proprio e i suoi pori si aprono. I gas assorbiti allora vengono pompati via, riscaldando il carbone almeno a 350 °C durante l'operazione di espulsione. Dopo raffreddamento il carbone è in uno stato adatto per l'uso come pompa. Un tubo contenente il carbone attivato è fissato al sistema a vuoto, il quale viene vuotato a uno stadio preliminare con una pompa rotativa a olio. Si immerge il tubo del carbone in aria liquida e comincia subito il pompaggio. Il carbone assorbe la maggior parte dei gas residui e ne risulta un alto vuoto.

Il carbone vegetale non è in grado di assorbire ugualmente bene tutti i gas. L'elio viene assorbito con grande difficoltà e il neon molto leggermente. Questa differente azione è importante, poiché per suo mezzo è facile isolare e purificare campioni di gas rari.

Nell'industria sono richiesti di frequente vuoti estremamente spinti. Le valvole termoioniche usate nella radio, per esempio, richiedono un vuoto molto elevato se si vogliono buoni risultati. Per ottenere questi vuoti viene impiegata l'azione di *getter* (assorbitore) dei vari metalli. L'apparecchio viene prima vuotato con una pompa a diffusione, quindi si introduce in esso una piccola quantità di calcio metallico e, dopo che le parti di vetro sono state separate dal complesso delle pompe, si fa evaporare questo metallo rapidamente (*flash* è il termine tecnico), formando un deposito speculare sulle pareti. Viene cosí esposta una superficie efficace molto grande. Le ultime tracce di gas vengono eliminate attraverso un assorbimento chimico superficiale. Dato che il gas originario è l'aria, i gas residui sono quasi interamente: azoto, ossigeno, vapore d'acqua, anidride carbonica e idrogeno. Questi formano il nitrato di calcio, l'ossido di calcio, il carbonato di calcio e l'idrato di calcio. (Il nome *getter*, assorbitore, è sorto nell'industria poiché il metallo *gets*, assorbe i gas residui.)

Si deve considerare che in realtà "vuoto" è soltanto un'espressione relativa. Sebbene una pressione di 10^{-6} mm di Hg sia soltanto $1{,}3 \times 10^{-9}$ atmosfere, *in tale vuoto rimangono ancora* $3{,}5 \times 10^{10}$ *molecole di gas*

per centimetro cubo. Ci si può rendere conto piú rapidamente del significato fisico di questa bassa pressione se si pensa che in tali condizioni il cammino libero medio delle molecole del gas può essere di *parecchi metri.* Questo significa che si può pensare ai fasci di atomi, di elettroni o di ioni come viaggianti nello *spazio libero.*

3.
La carica e la massa dell'elettrone

INTRODUZIONE Gli studi fatti da J. J. Thomson sulle scariche elettriche nei gas provarono per la prima volta che i raggi catodici consistono in sciami di particelle elettrizzate ciascuna circa duemila volte piú leggera dell'atomo dell'idrogeno. Tali particelle, *elettroni,* sono i costituenti fondamentali di ogni tipo di atomo. Supponiamo per il momento che le proprietà meccaniche e magnetiche dei fasci di raggi catodici costituiscano una prova sufficiente che essi sono formati da sciami di particelle cariche. Negli esperimenti piú avanti descritti è dimostrato che tutte le particelle dei raggi catodici sono della stessa natura, avendo la medesima *carica* e la medesima *massa,* ma possono possedere velocità diverse.

Poiché gli elettroni sono i sub-costituenti comuni di tutti gli atomi, la determinazione esatta della carica e della massa elettronica è di grande importanza. Queste grandezze sono costanti atomiche fondamentali e la teoria mostra che esse appaiono in moltissime formule di leggi fisiche. Le prime misurazioni abbastanza precise furono fatte nel 1897 da Thomson e, da allora, successivi perfezionamenti hanno condotto a valori molto piú esatti sia per la carica che per la massa. Sono stati progettati molti metodi sperimentali di alta precisione che, pur differendo fra loro, conducono a risultati numerici molto simili (questi saranno discussi piú tardi in un'appendice). I primi esperimenti d'importanza storica saranno qui descritti brevemente poiché essi sono stati oramai superati da altri metodi piú precisi.

LA DETERMINAZIONE DELLA CARICA ELETTRONICA MEDIANTE LA CAMERA DI WILSON (THOMSON) La camera ad espansione impiegata in questo

esperimento è quella di C. T. R. Wilson. Aria *satura* di vapore d'acqua è portata ad uno stato di *soprassaturazione* mediante una rapida espansione adiabatica. Wilson ha dimostrato che, se nello spazio della camera vi sono degli ioni, una *singola* goccia di acqua si condensa su ciascuno di questi ioni quando si ha un conveniente rapporto di espansione. Negli esperimenti di Thomson la nebbia di condensazione venne fatta precipitare sopra ioni carichi negativamente, regolando opportunamente il rapporto di espansione. La nebbia fu vista cadere lentamente per effetto della gravità e si poté misurare la sua velocità. Si sa che una goccia, cadendo in un mezzo viscoso (in questo caso l'aria), obbedisce alla formula di Stokes, secondo la quale una goccia di raggio a e di densità ϱ raggiunge una velocità finale costante data da $v = 2g\varrho a^2/9\eta$, in cui η è il coefficiente di viscosità dell'aria. Dalle osservazioni sulla velocità di caduta della sommità della nebbia si può calcolare il raggio medio delle gocce.

Poiché il rapporto di espansione impiegato per produrre la soprassaturazione è conosciuto, il cambiamento di temperatura dovuto a questa espansione può essere semplicemente dedotto dalle leggi dei gas. Con l'aiuto delle tavole della tensione di vapore si può perciò calcolare la *quantità* di vapore d'acqua che si trasforma in gocce. Siccome il raggio di ciascuna goccia è conosciuto, si può ottenere il *numero totale delle gocce della nebbia*. Si fa depositare la nebbia su di una superficie collegata ad un elettrometro il quale misura la carica *totale* portata dalle gocce. Cosí si giunge alla carica portata da *ciascuna* goccia, che è la carica di un singolo ione negativo.

Sebbene sia d'importanza storica, il metodo sopra descritto si può considerare ormai superato, poiché affetto da molte inesattezze. Infatti il gas dopo l'espansione si riscalda rapidamente e le gocce evaporano, si producono dei turbini, le gocce non possiedono esattamente la medesima dimensione, la velocità di caduta della sommità della nebbia diffusa è difficile da misurare, ecc. Perciò consideriamo ora un metodo di precisione per misurare la carica elettronica, dovuto a Millikan.

DETERMINAZIONE DELLA CARICA ELETTRONICA COL METODO DI MILLIKAN

Il metodo adottato da Millikan è un perfezionamento di un precedente esperimento effettuato da H. A. Wilson. Allo scopo di eliminare qualsiasi errore dovuto alle dimensioni variabili delle gocce e alla evaporazione, sono state fatte osservazioni su di una *singola goccia* di olio a bassa tensione di vapore. Uno schizzo schematico del dispositivo sperimentale è illustrato nella figura 1. La camera di osservazione consiste essenzialmente

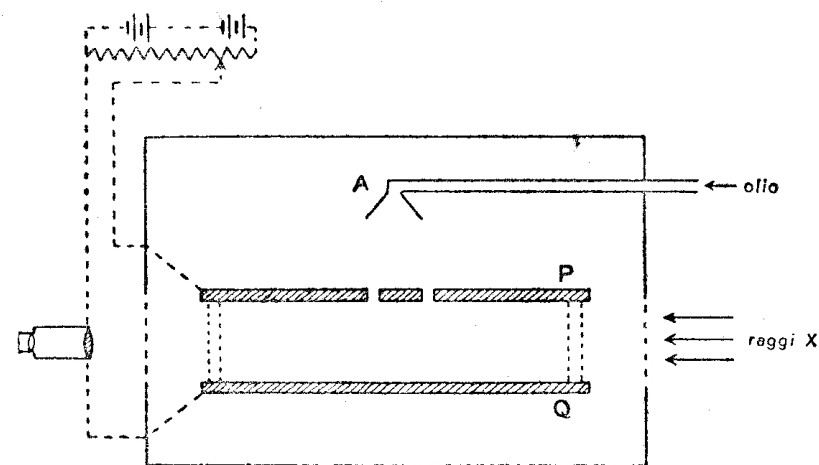



Figura 1

in una coppia di piatti piani di metallo, circolari, lavorati otticamente e posti accuratamente paralleli con dei separatori di vetro, lavorati otticamente. Nel piatto piú alto, vicino al centro, vi sono dei piccoli fori che permettono alle gocce d'olio prodotte dal polverizzatore A di entrare nello spazio fra i piatti. Le gocce, che durante il processo di spruzzamento vengono caricate per attrito, sotto l'azione della gravità cadono con una velocità $v = 2g\varrho a^2/9\eta$. Questa può essere misurata con un microscopio munito di una scala posta nell'oculare. Ora se viene applicato fra i piatti PQ un potenziale di circa 1000 volt con il piatto superiore positivo, la caduta di una goccia di carica negativa sarà ritardata dal campo. Regolando l'intensità del campo, si può arrestare la goccia e mantenerla ferma nel campo del microscopio di osservazione. In generale una goccia avrà acquistato un certo numero di unità di carica, ciascuna uguale ad e, la carica elettronica. Supponiamo che togliendo il campo elettrico la goccia in osservazione cada con la velo-

cità v_1. Sia ora applicato un campo ritardante X tale che la goccia cominci a muoversi verso l'alto con la velocità v_2. Se la goccia ha n unità di carica, la forza *diretta verso l'alto* è esattamente $Xne-mg$ dove m è la massa della goccia. Ne segue perciò che

$$(Xne-mg)/mg = v_2/v_1$$

che dà
$$ne = mg(v_1+v_2)/Xv_1 .$$

Per mezzo di un tubo a raggi X, il quale può inviare una radiazione ionizzante fra P e Q, si possono produrre ulteriori ioni fra i due piatti. Quando uno di questi urta contro una goccia di olio, la carica *varia bruscamente* e la velocità osservata v_2 cambia improvvisamente di una quantità fissa $\pm v_0$ ad ogni urto. Poiché ad ogni variazione la goccia acquista una *singola* carica positiva o negativa per l'urto con lo ione relativo, n varia di ± 1. Da ciò segue che $e=mgv_0/Xv_1$. Lo stesso valore per v_0 fu trovato con migliaia di osservazioni separate su di una singola goccia, dimostrando che le cariche sugli ioni positivi e negativi *sono identiche*, prescindendo dal segno.

Per ottenere e è necessario misurare m. Ciò si può avere mediante v_1, la velocità di caduta nell'aria con campo *nullo*, poiché questa è la velocità finale secondo la legge di Stokes per la caduta di una gocciolina sferica in un mezzo viscoso. Secondo questa legge la forza dovuta alla gravità $4\pi a^3 \varrho g/3$ è uguale a $6\pi\eta a v_1$. Questo porta ad un valore di e dato da

$$e = (9\eta/2)^{3/2} \cdot (v_1/\varrho g)^{1/2} 4\pi v_0/3X .$$

Tutte le quantità che figurano in questa espressione sono misurabili.

Millikan osservò che il valore di e cosí ricavato, *apparentemente non era costante, come ci si attendeva, ma pareva essere maggiore per le gocce piú piccole che per quelle piú grandi.* Egli dimostrò che questo inconveniente nasceva dalla incompletezza della formula di Stokes, che richiede un termine di correzione dipendente dal cammino libero medio delle molecole del gas attraverso il quale la gocciolina cade. Questa correzione è importante quando si usano goccioline *molto piccole.* L'espressione finale corretta di e è

$$e = (9\eta/2)^{3/2} (v_1/\varrho g)^{1/2} [1/(1+A\lambda/a)]^{3/2} 4\pi v_0/3X .$$

A si ottiene dal grafico della variazione apparente di e con a. Il valore di e, trovato con questo metodo, quando si usa il piú recente valore della viscosità dell'aria, è

$$e = 4{,}8036 \times 10^{-10} \text{ u.e.s.}$$

Questo esperimento è di fondamentale importanza. Non soltanto per il risultato numerico accurato, ma perché *esso dimostra in maniera decisiva che l'elettricità è atomica.*

I molti altri metodi indiretti impiegati per la determinazione di e sono discussi nell'appendice. Il valore medio migliore della carica ottenuto da tutti questi metodi è

$$e = 4{,}8029 \times 10^{-10} \text{ u.e.s.}$$

IL RAPPORTO FRA LA CARICA E LA MASSA DELL'ELETTRONE (THOMSON)

Thomson per primo determinò anche la massa dell'elettrone. Egli progettò un esperimento per misurare e/m, il rapporto fra la carica e la massa elettronica m, e poiché il valore di e era già stato ottenuto, si dedusse m e si trovò che era circa duemila volte piú piccola della massa dell'atomo dell'idrogeno. Descriveremo solo brevemente il metodo di Thomson, perché, come nel caso della determinazione di e, esso è stato oramai abbandonato.

La quantità e/m viene determinata facendo deviare, mediante un campo elettrico ed un campo magnetico che sono posti ad angolo retto l'uno rispetto all'altro, un sottile pennello di raggi catodici. Il dispositivo usato è illustrato nella figura 2. Un sottile pennello di raggi cato-

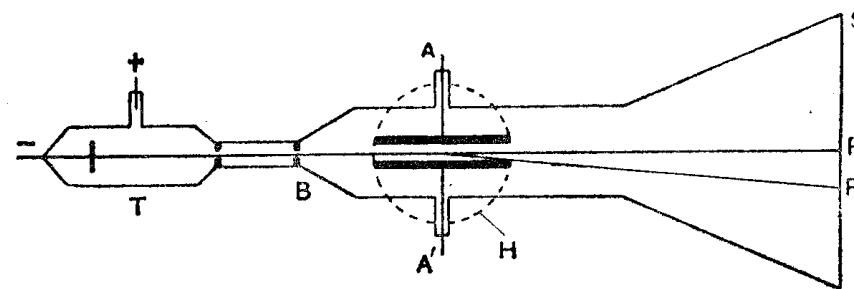



Figura 2

dici proveniente da un tubo ausiliario T attraversa delle strette fenditure e percorre una regione in cui vi è un campo elettrico X, prodotto dalle placche AA' mantenute a una differenza di potenziale, e un campo magnetico H, prodotto da un elettromagnete. Le linee di forza dei due campi agiscono nella *stessa regione* e sono perpendicolari fra loro e alla direzione del fascio di raggi catodici incidenti.

Supponendo che i raggi catodici consistano di particelle cariche aventi rispettivamente carica, massa e velocità eguali a e, m, v, allora la forza esercitata su ogni elettrone dal solo campo magnetico è Hev. Questa agisce perpendicolarmente alla direzione del moto e fa deviare gli elettroni secondo una traiettoria circolare di raggio R in modo che $Hev = mv^2/R$. La traiettoria è circolare *solamente nel campo* e, se questo si estende per una distanza l, una particella segue in tale tratto la traiettoria curva, poi cammina tangenzialmente lasciando il campo. Se L è la distanza fra il centro del campo e lo schermo fluorescente S, si può mostrare con considerazioni geometriche sulla traiettoria dell'elettrone che $R = Ll/PP'$, dove PP' è la deviazione (piccola) dell'immagine luminosa osservata e dovuta al pennello catodico che colpisce lo schermo. Cosí

$$PP' = HelL/mv\,. \qquad [1]$$

Quando il campo elettrico è applicato da solo, una forza Xe agisce sugli elettroni in direzione verticale, la quale produce un'accelerazione Xe/m agente durante il tempo t impiegato nell'attraversare il campo. Questo tempo t è evidentemente uguale a l/v dove l è la lunghezza del campo e v è la velocità degli elettroni. La componente verticale della velocità è perciò Xel/mv. Nel lasciare il campo le particelle possiedono questa componente verticale della velocità e quella orizzontale v, cosí PP''/L è il rapporto di queste velocità dove PP'' è la deviazione (piccola) risultante, cioè

$$PP''/L = Xel/mv^2\,. \qquad [2]$$

Combinando [1] e [2] si ha

$$v = PP' \cdot X/PP'' \cdot H$$

$$e/m = X(PP')^2/H^2 \cdot PP'' \cdot lL\,.$$

Si deve osservare che se le intensità dei campi sono regolate in modo da dare deviazioni uguali ed opposte (cioè deviazione complessiva nulla), allora

$$Xe = Hev \qquad \text{cioè} \qquad v = X/H\,.$$

Non è possibile in pratica ottenere campi perfettamente uniformi. È quindi necessario integrare su tutto il tratto di campo variabile. Effettuate tali integrazioni, le espressioni delle deviazioni divengono allora le seguenti:

$$PP' = \frac{e}{mv}\int_0^{BP}\int_0^{x}(H\,\mathrm{d}x)\,\mathrm{d}x$$

$$PP'' = \frac{e}{mv^2}\int_0^{BP}\int_0^{x}(X\,\mathrm{d}x)\,\mathrm{d}x\,.$$

Gli integrali sono calcolati diagrammando le intensità dei campi in funzione della lunghezza del fascio di raggi catodici.

IL METODO DI DUNNINGTON PER e/m Nell'appendice riguardante le costanti fondamentali sono descritti diversi metodi di alta precisione per il calcolo di e/m. Qui tratteremo di uno di questi, il metodo di deviazione mediante un campo magnetico dovuto a Dunnington, che è uno dei metodi piú esatti che siano stati ideati.

L'apparecchio usato è descritto schematicamente nella figura 3. O è un oscillatore ad alta frequenza che fornisce un potenziale alternato ad alta frequenza simultaneamente alle coppie di elettrodi AF e CB. F è un filamento che emette elettroni per riscaldamento e ad ogni mezzo periodo questi sono accelerati verso A e passano attraverso il foro di A. Nell'intero apparecchio è stato fatto un vuoto molto spinto ed esso è mantenuto in un campo magnetico H uniforme e molto grande. Mediante un sistema SSS di fenditure disposte accuratamente lungo una circonferenza vengono selezionati, fra tutti gli elettroni che passano attraverso A, quelli che possiedono una ben determinata velocità. Gli elettroni, per effetto del campo magnetico che ha le sue linee di forza per-

pendicolari al piano che contiene i centri delle fenditure, descrivono una traiettoria circolare e poi sono catturati da un cilindro di Faraday C

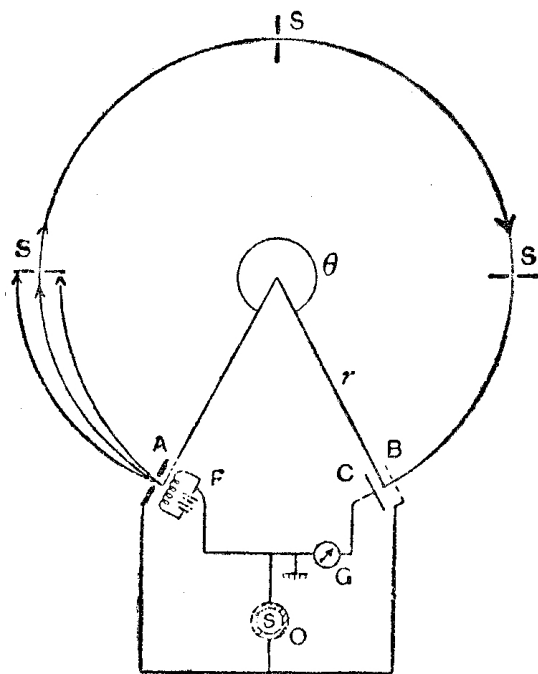



Figura 3

purché essi riescano a passare attraverso la rete B, e sono quindi registrati dal galvanometro G.

Se i campi sono regolati in modo che il tempo impiegato da un elettrone per descrivere l'angolo θ sia esattamente uguale al periodo T dell'oscillatore (oppure a n volte questo), *nessun elettrone riuscirà a raggiungere C,* poiché in quell'istante B avrà esattamente il medesimo potenziale che aveva A quando gli elettroni erano accelerati da questo ultimo. Perciò B permette agli elettroni di passare (è una rete aperta), *ma li fa indietreggiare prima che essi possano raggiungere C.* Se r è il raggio della traiettoria circolare e v la velocità degli elettroni

$$v = r\theta/nT = r\theta\nu/n\,,$$

dove ν è la frequenza dell'oscillatore. Abbiamo pure

$$v = Hre/m$$

poiché le particelle sono deviate da un campo H. Confrontando si ha

$$e/m = \theta\nu/nH\,.$$

Nell'effettuare questo esperimento si fa variare H finché il galvanometro segna corrente nulla; questo valore di H ci dà e/m. Usando come controllo un cristallo di quarzo piezoelettrico, la frequenza dell'oscillatore si può mantenere quasi costante con la tolleranza di uno su un milione. L'angolo si può misurare con precisione, in modo che l'esattezza finale della misura dipende *solamente* dall'uniformità del campo magnetico e dalla valutazione dell'intensità del campo. Impiegando un magnete molto potente, Dunnington raggiunse la precisione di uno su 4500 trovando

$$e/m = 1{,}7597\times 10^{7}\ \text{u.e.m.}$$

A tutt'oggi sono state effettuate dieci determinazioni di precisione di e/m, la cui media ponderata risulta

$$e/m = (1{,}7589 \pm 0{,}0005)\times 10^{7}\ \text{u.e.m.}$$

LA MASSA DELL'ELETTRONE Per l'elettrone si è trovato lo stesso valore di *e/m indipendentemente dalla sorgente impiegata per produrre gli elettroni,* purché le velocità delle particelle siano *piccole in confronto alla velocità della luce.* (Si vedrà piú tardi che per alte velocità la massa elettronica aumenta secondo una legge che è data dalla teoria della relatività.) Combinando i valori sperimentali di e e di e/m, la massa elettronica trovata risulta

$$m = 9{,}1084\times 10^{-28}\ \text{g}\,.$$

Questa massa verrà ora confrontata con quella dell'atomo dell'idrogeno. Quest'ultima si ricava meglio con la determinazione del numero di Avogadro, che è il numero di molecole della grammo-molecola (oppure dal numero di Loschmidt, il numero di molecole per centimetro cubico, poiché il peso di un centimetro cubico di idrogeno è conosciuto).

DETERMINAZIONE DEL NUMERO DI AVOGADRO (MOTO BROWNIANO) La prima determinazione di questa importante costante fu fatta da Perrin (1908) mediante lo studio del moto browniano. Il botanico Brown scoprí (1827) che particelle molto piccole in sospensione in un liquido sono *in uno stato di continua agitazione*, dovuto al bombardamento cinetico da parte delle molecole del liquido. In media, durante un periodo di tempo relativamente lungo, una particella riceve un egual numero di urti in tutte le direzioni, ma se la particella è *piccola*, allora in un determinato e breve intervallo di tempo, gli urti delle particelle saranno in generale effettuati in una direzione piuttosto che nella opposta, poiché gli urti sono governati dalle leggi del caso. Gli urti non compensati inducono le particelle a muoversi lungo una traiettoria che è del tutto irregolare. Per rendere visibile il moto sono necessari ingrandimenti molto forti. Questo moto browniano è perpetuo e *fornisce la prova diretta della verità della teoria cinetica della materia.*

Le particelle sospese sono in effetti compartecipi dell'energia cinetica termica delle molecole del liquido. Quando si aggiungono alle molecole leggere delle molecole pesanti come impurità (per esempio bromo aggiunto a idrogeno), allora, in accordo col principio di equipartizione dell'energia, l'energia termica viene egualmente suddivisa fra tutti i gradi di libertà nel miscuglio. In modo analogo le particelle sospese (in un gas o in un liquido) si possono considerare come *molecole* di peso molecolare molto grande, essendo il peso della particella il peso della molecola effettiva. Una sospensione perciò può essere considerata *equivalente a un gas a bassa pressione*, poiché il numero delle particelle per unità di volume è piccolo. Le leggi dei gas sono applicabili sia alle distribuzioni che ai moti delle particelle sospese. Si può ricavare il numero d'Avogadro N dallo studio della distribuzione della densità delle particelle sospese, o dalle traiettorie descritte da queste particelle sotto gli urti delle molecole del liquido.

DETERMINAZIONE DI N DALLA DISTRIBUZIONE DELLA DENSITÀ DELLE PARTICELLE SOSPESE Per l'azione combinata della gravità e delle forze producenti il moto browniano, le particelle sospese in un liquido presentano una distribuzione logaritmica della densità in funzione dell'altezza, analoga alla distribuzione della densità delle molecole nell'aria al variare dell'altezza nell'atmosfera. Questa distribuzione si può ricavare immediatamente con il seguente metodo.

Consideriamo due piani orizzontali a distanza dh uno dall'altro. Se ϱ è la densità del gas (che risulta costante dato il piccolo spazio che si considera), allora la differenza di pressione fra i due piani risulta

$$\mathrm{d}P = \varrho g \mathrm{d}h = g \mathrm{d}h M/V,$$

dove M è il peso della grammo-molecola del gas e V il volume di una grammo-molecola. Introducendo in questa formula la legge di Boyle ($PV = RT$) essa diviene

$$\mathrm{d}P = \mathrm{d}h \cdot MgP/RT.$$

Integrando fra due punti distanti h cm, nei quali le pressioni sono rispettivamente P_1 e P_2, la precedente formula si trasforma nella

$$\log(P_1/P_2) = hMg/RT.$$

Poiché le pressioni sono proporzionali al numero delle particelle per centimetro cubico N_1 e N_2, abbiamo

$$\log(N_1/N_2) = hMg/RT.$$

Questa espressione generale si applica a ogni gas "perfetto". Per un gas, o per una sospensione di particelle, ognuna di massa m, il peso della grammo-molecola è Nm, dove N è il numero di Avogadro. La massa effettiva di una particella di massa m e densità ϱ_1 sospesa in un liquido di densità ϱ_2 è $m(\varrho_1 - \varrho_2)/\varrho_1$, quindi

$$\log(N_1/N_2) = Nmgh(1 - \varrho_2/\varrho_1)/RT.$$

Il numero delle particelle per centimetro cubico è in media proporzionale al numero di quelle che passano attraverso un piano di data area in un tempo dato (si ricorderà che le particelle sono in moto) Se, perciò, le particelle sono osservate con un microscopio in due punti successivi, i numeri delle particelle passanti attraverso il campo del microscopio in un dato intervallo di tempo sono proporzionali a N_1 e N_2.

Perrin impiegò una sospensione di particelle colloidali approssimati-

vamente sferiche di gomma gutta, di densità nota, e misurò i raggi delle particelle valutando direttamente la lunghezza di una catena di queste da una estremità all'altra L'uniformità nel raggio fu ottenuta mediante una preliminare centrifugazione delle particelle. Con questo esperimento si è ottenuto il primo valore di N in modo approssimativamente corretto.

DETERMINAZIONE DI N DAI MOTI DELLE PARTICELLE SOSPESE Einstein dimostrò che un valore del numero di Avogadro si poteva ottenere non solo dalla distribuzione delle particelle, ma si poteva anche dedurre osservando lo spostamento di una particella in un tempo determinato. Una singola particella si muove in un modo irregolare e dopo un tempo t si è spostata di un tratto x dalla sua posizione iniziale. La forza che si oppone al moto è data dalla resistenza dovuta alla viscosità del fluido entro cui la particella si muove; questa risulta eguale a $F=6\pi\eta av$, dove η è il coefficiente di viscosità, a il raggio delle particelle e v la loro velocità. Se X è la forza risultante dovuta agli urti molecolari, allora

$$m\cdot \mathrm{d}^2x/\mathrm{d}t^2 = -F+X$$
$$m\cdot \mathrm{d}^2x/\mathrm{d}t^2 = -6\pi\eta a\cdot \mathrm{d}x/\mathrm{d}t+X$$
$$m\cdot x\cdot \mathrm{d}^2x/\mathrm{d}t^2 = -6\pi\eta ax\cdot \mathrm{d}x/\mathrm{d}t+Xx\,.$$

Se si prende il valore medio per un periodo di tempo sufficiente a includere un gran numero di urti, allora $\sum Xx=0$ e questo perciò può essere trascurato nell'effettuare l'integrazione. Per semplificare l'espressione poniamo

$$z = \mathrm{d}(x^2)/\mathrm{d}t \qquad \text{e} \qquad v = \mathrm{d}x/\mathrm{d}t$$

da cui

$$z = 2x\cdot \mathrm{d}x/\mathrm{d}t \qquad \text{e} \qquad \mathrm{d}z/\mathrm{d}t = 2x\cdot \mathrm{d}^2x/\mathrm{d}t^2+2(\mathrm{d}x/\mathrm{d}t)^2\,.$$

Eseguite le sostituzioni otteniamo

$$(m/2)\,\mathrm{d}z/\mathrm{d}t+3\pi\eta az = mv^2\,.$$

L'energia cinetica media della particella è $mv^2/2$ e secondo il principio dell'equipartizione questa è la medesima per tutte le molecole e perciò è pure eguale a $RT/2N$ per una particella. Quindi si ha

$$(m/2)\,\mathrm{d}z/\mathrm{d}t+3\pi\eta az = RT/N\,.$$

La soluzione di questa equazione per valori finiti del tempo in prima approssimazione è

$$z = RT/3\pi\eta aN\,.$$

Siccome $\mathrm{d}(x^2) = z\mathrm{d}t$ allora $x^2 = zt$,

quindi $z = x^2/t = RT/3\pi\eta aN\,.$

Cosí, la misura dello spostamento x durante il tempo t permette di calcolare N poiché le rimanenti quantità si possono misurare.

DETERMINAZIONE DI N MEDIANTE VARI METODI Diversi altri metodi sono stati ideati per determinare il numero di Avogadro e, sebbene la maggior parte di essi ci fornisca dei valori solo approssimativamente corretti, uno fra questi ci dà il valore piú esatto finora conosciuto. Questi sono i seguenti:

1) Misure fatte col computo diretto delle particelle radioattive. (Questo metodo sarà discusso piú avanti.)

2) La determinazione della lunghezza d'onda media della luce diffusa dalle molecole nell'atmosfera (l'azzurro del cielo) permette il calcolo di N.

3) N si può dedurre dal termine denominato co-volume nell'equazione di stato dei gas di van der Waals.

4) Lo studio dell'opalescenza dei gas, nei loro punti critici, può portare ad un valore (approssimato) di N.

5) Colla misura delle tensioni superficiali di lamine monomolecolari si possono determinare con alta precisione i volumi delle singole molecole e da questi si può dedurre N con un notevole grado di precisione.

6) Poiché la carica dell'elettrone è nota, N si può ottenere *con altissima precisione mediante misure elettrolitiche.* Il farad, F, è la quantità di elettricità che libera un grammo-atomo di idrogeno nell'elettrolisi. Questa quantità di idrogeno contiene N atomi, ognuno dei quali possiede una carica e. Quindi $\mathrm{F}=Ne$. Il valore di F è di 96522 coulomb. Da questo si ottiene

$$N = (6{,}0248 \pm 0{,}0003)\times 10^{23}\,.$$

Questo valore è ora adottato come il valore piú probabile di N.

IL RAPPORTO DELLA MASSA DELL'ELETTRONE CON LA MASSA DELL'ATOMO DI IDROGENO Poiché il numero di Avogadro è il numero di atomi di un grammo-atomo, la massa dell'atomo di idrogeno si ottiene direttamente da esso. Essa è uguale a

$$M = 1{,}6724 \times 10^{-24} \text{ g} .$$

Essendo la massa dell'elettrone $9{,}1084 \times 10^{-28}$g il rapporto fra le due masse è

$$m/M = 1/1836{,}13 .$$

4.

Raggi positivi e spettrografo di massa

RAGGI POSITIVI Fu per la prima volta osservato da Goldstein nel 1886 che, se il catodo di un tubo di scarica viene perforato, dei raggi attraversano l'apertura, ed appaiono sotto forma di pennello lievemente luminoso al di là del catodo. Questi raggi furono dapprima chiamati *raggi canale*, ma poiché un lavoro successivo mostrò che essi erano costituiti da sciami di particelle cariche positivamente, essi sono chiamati ora *raggi positivi*. La formazione di questi raggi è chiarissima. In un tubo di scarica a bassa pressione, gli ioni positivi si muovono rapidamente verso il catodo, e, se questo è perforato, alcuni passeranno attraverso l'apertura e formeranno un pennello di ioni nella parte opposta. Si trovò che questo fascio di ioni aveva un fortissimo potere ionizzante, provocando facilmente la ionizzazione per urto nel gas rarefatto dietro il catodo.

Per spiegare la natura degli ioni costituenti il fascio di raggi positivi, J. J. Thomson nel 1911 progettò un metodo di misura del rapporto fra la carica E e la massa M. Le difficoltà sperimentali erano grandi, soprattutto a causa del potere ionizzante dei raggi. Il metodo di Thomson è stato sviluppato da Aston e ha condotto a scoperte fondamentali di grande importanza nei riguardi dell'intima struttura della materia. Nel paragrafo che segue, esamineremo il metodo di Thomson per la determinazione di E/M dei raggi positivi.

METODO DELLA PARABOLA DI THOMSON PER LA DETERMINAZIONE DI E/M L'apparecchio usato da Thomson è disegnato nella figura 1. Lo scopo

dell'esperimento è l'osservazione della deviazione *simultanea* dei raggi positivi mediante un campo elettrico e uno magnetico paralleli. Nella camera dove si osserva la deviazione, la pressione *deve essere tenuta*

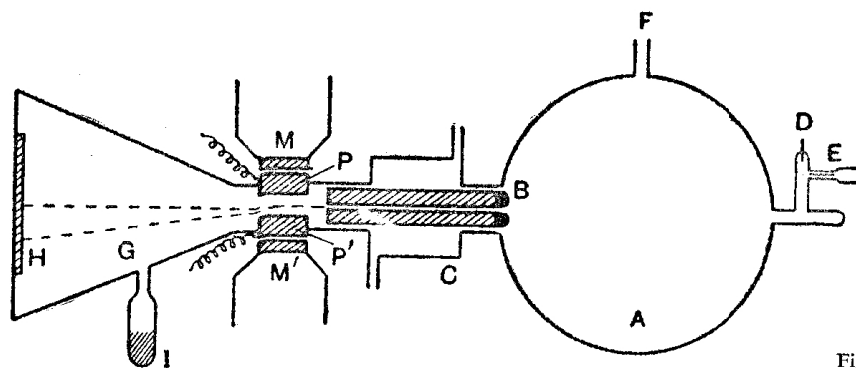



Figura 1

molto bassa, altrimenti subentrano complicazioni dovute agli effetti degli urti, ma, mentre si formano gli ioni positivi, la pressione nel tubo di scarica deve essere abbastanza alta per fornire un fascio di raggi positivi sufficientemente intenso per l'osservazione. La difficoltà di queste condizioni fra loro contraddittorie è superata col seguente ingegnoso sistema.

Gli ioni positivi si formano nel recipiente a forma di fiasco A che ha la capacità di 2 litri, poiché un grande volume mantiene costante la scarica. Il catodo B, rivestito di alluminio per ridurre lo spruzzamento, è forato, e il diametro del foro è di 0,1 mm. Questo foro prosegue come un sottile tubo e passa attraverso un grosso tubo di ferro. Il sovrariscaldamento del catodo viene impedito dalla camicia metallica ad acqua C. Vicino all'anodo D vi è un tubo capillare E, che permette un lento passaggio di gas nel fiasco, essendo la pressione in questo mantenuta costante regolando l'andamento della pompa collegata con F. Un pennello molto stretto di raggi positivi emerge dal catodo forato e poi passa attraverso i pezzi di ferro dolce PP', fra i quali si può applicare un campo elettrostatico X che produce la deviazione. PP' costituiscono le estremità polari di un elettromagnete MM', elettricamente isolate l'una dall'altra grazie a sottili fogli di mica. Dopo essere passati attraverso i campi

elettrico e magnetico, i raggi entrano nella camera G dove è stato fatto un alto vuoto, e qui i raggi sono registrati sulla lastra fotografica H. A causa dello stretto foro e della lunghezza della cavità nel catodo, la pressione in G si può mantenere molto bassa mediante l'azione di assorbimento continuo dovuta a carbone di legna in aria liquida situato in I, nonostante la pressione relativamente alta esistente in A. Con questo sistema si evitano gli effetti degli urti.

Quando non viene applicato alcun campo, i raggi positivi formano sulla lastra fotografica una macchia centrale non deviata. I campi, essendo paralleli, causano deviazioni di questa macchia fra loro *perpendicolari*, essendo la deviazione elettrostatica nel piano del foglio. Sia x la deviazione elettrostatica, e y la deviazione magnetica; allora, come è stato già mostrato, se v è la velocità delle particelle otteniamo

$$x = \frac{E}{Mv^2}\int\int_0^x (X\mathrm{d}x)\mathrm{d}x$$

$$y = \frac{E}{Mv}\int\int_0^x (H\mathrm{d}x)\mathrm{d}x\,.$$

Poiché gli integrali dipendono solamente dalle intensità dei campi, dalle dimensioni e dalla forma dell'apparecchio, abbiamo

$$x = k_1EX/Mv^2 \qquad \text{e} \qquad y = k_2EH/Mv\,,$$

dove k_1 e k_2 sono delle costanti. Quadrando l'espressione di y e dividendo per quella di x si ha

$$y^2/x = k_2^2H^2E/k_1XM\,.$$

Per ogni dato valore dei campi H e X il fattore $k_2^2H^2/k_1X$ è costante, così abbiamo $y^2/x = KE/M$.

La costante K può essere dedotta dalle misure delle intensità dei campi e dalle misure delle deviazioni x e y si può determinare il rapporto fra la carica e la massa.

Nei primi esperimenti, nel tubo fu introdotto dell'idrogeno e con questo gas il valore trovato per E/M fu 9,571 u.e.m. Questo valore è

identico a quello trovato per lo ione dell'idrogeno nell'elettrolisi e ciò dimostra che i raggi positivi nell'idrogeno consistono di atomi d'idrogeno i quali sono stati privati di un elettrone. Cosí gli ioni possiedono ognuno una carica positiva numericamente eguale a quella dell'elettrone. Noi sappiamo ora che l'atomo d'idrogeno è costituito di un nucleo relativamente massiccio attorno al quale ruota un unico elettrone. Quando questo elettrone esterno viene rimosso, rimane una sola particella carica positivamente (caricata positivamente perché l'atomo completo è neutro). Questa particella è stata denominata protone.

LE MASSE DEGLI IONI POSITIVI Se tutti gli ioni costituenti un fascio di raggi positivi hanno la stessa carica e la medesima massa ma si muovono con velocità differenti, il luogo dei punti formati dai raggi sulla lastra fotografica sarà una parabola, poiché allora v^2/x è costante. L'aspetto

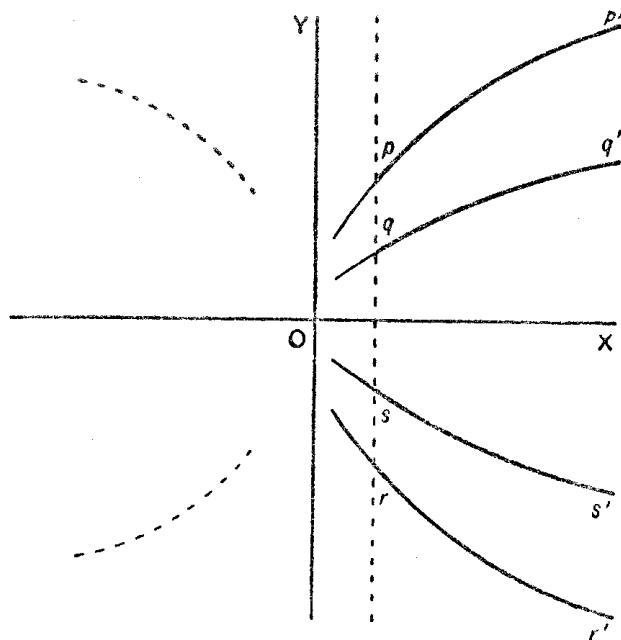



Figura 2

di tale curva sulla lastra sarà come quello di pp' nella figura 2. Se si introducono altri raggi, gli ioni dei quali hanno la stessa carica di quelli di

prima, ma massa piú grande M', ne risulterà una parabola diversa e, siccome lo spostamento magnetico per le particelle piú pesanti è minore, la seconda parabola sarà piú bassa della prima. Poiché pp' è la parabola relativa all'idrogeno, si può ricavare direttamente la massa M'. In realtà la retta OX non si vede sulla lastra; allora in pratica si inverte il campo magnetico dopo una prima esposizione; ne risultano due curve ss' e rr' immagini speculari delle prime. È chiaro che $M'/M = (pr/qs)^2$ e quest'ultimo si può misurare sulla lastra. Perciò questo rapporto dà il peso atomico M' in rapporto a quello dello ione M dell'idrogeno.

Il valore dello spostamento x, dovuto al campo elettrico, è inversamente proporzionale alla energia cinetica delle particelle costituenti il fascio $\frac{1}{2}Mv^2$. Le particelle non possono acquistare energia superiore a VE, dove V è la caduta di potenziale attraverso il tubo di scarica in cui si formano gli ioni positivi, perciò le parabole non passeranno per l'origine ma si arresteranno bruscamente ad un certo valore di x, corrispondente alla massima energia. Le eccezioni che si verificano a questo riguardo saranno considerate in seguito. L'andamento del grafico che si osserva in generale è quello che si vede nella tavola 1*a*. Si osserverà che vi sono deboli curve a sinistra della fotografia. Queste si formano perché alcune delle particelle, nel loro passaggio attraverso il catodo forato, urtano e catturano elettroni. Queste particelle si caricano cosí negativamente, e quindi subiscono deviazioni opposte a quelle degli ioni normali. Esse si trovano ordinariamente quando sono presenti elementi elettronegativi, come il carbonio, l'ossigeno, il cloro, ecc.

Di frequente, piú di un elettrone viene strappato da un atomo nella scarica elettrica; si forma cosí una particella ionizzata piú volte. Una tale particella possiede una carica che è multipla di E, perciò subirà deviazioni diverse da quelle subíte da una particella della stessa massa semplicemente ionizzata. Consideriamo dapprima uno ione di carica doppia. Se questa doppia carica si conserva, le deviazioni che la particella subirà saranno proporzionali a $2E/M$ e sono cosí le medesime di quelle prodotte su una particella di carica E e di massa $M/2$. Per esempio, se si introduce dell'ossigeno nel tubo di scarica, si osserva una parabola dovuta a una massa 16, O^+, e questa è sempre accompagnata da una

parabola piú debole corrispondente alla massa 8, essendo questa la curva dovuta agli ioni O^{++}. Questo fenomeno è del tutto generale e nella tavola 1*a* sono illustrati alcuni esempi, in cui i segni + sono stati scritti solamente per gli ioni ionizzati in modo multiplo. La ionizzazione multipla è frequente e alcuni atomi possono perdere fino a otto elettroni.

Fra gli atomi ionizzati in modo multiplo prodotti nella scarica principale, e aventi cosí piú energia degli ioni normali, ve ne sono alcuni che catturano di nuovo degli elettroni nel tubo sottile. Nel passare attraverso il campo, essi sono deviati lungo la parabola normale se possiedono una semplice carica positiva. Siccome hanno un eccesso di energia oltre VE (cioè nVE se n è il grado della ionizzazione multipla), essi prolungano questa parabola oltre il limite normale delle x, verso l'origine. Questi deboli prolungamenti sono visibili nella tavola 1*a*.

Le masse dei raggi positivi sono masse atomiche o molecolari. Misurando queste masse, si sono ottenute nuove conoscenze chimiche. Cosí, per esempio, se si introduce nell'apparecchio un idrocarburo come il metano, le parabole che si ottengono si possono interpretare solamente come dovute ai composti CH, CH_2, CH_3. Si possono pure osservare altri composti chimicamente instabili come NH, OH, ecc. Questo fatto dimostra che queste molecole possono esistere nel tubo di scarica per un periodo di tempo breve e definito.

GLI ISOTOPI E LO SPETTROGRAFO DI MASSA Nel 1912 Thomson esaminò le parabole dovute ai raggi positivi quando si usi il neon come sorgente degli ioni. La determinazione chimica del peso atomico del neon dà 20,200 (assumendo come base $O=16$) e, come ci si attendeva, si trovò una riga intensa in una posizione corrispondente al peso atomico di 20. Questa riga, però, era costantemente associata con quella di una parabola piú debole corrispondente al peso atomico 22. Non si conosceva però l'esistenza di siffatto elemento. Il rapporto fra le intensità delle due curve era assolutamente costante, qualunque fossero le condizioni di scarica e di pressione. Le osservazioni suggerirono l'idea che il neon potesse esistere in due forme chimicamente indistinguibili, ma di differente peso atomico. Soddy era già arrivato a una simile conclusione nello studio di certi elementi radioattivi, che chiamò "isotopi", poiché essi occupano lo stesso posto nel sistema periodico. Gli isotopi non possono essere separati con mezzi chimici ordinari, in modo che il peso atomico determinato per via chimica è la media ponderata dei pesi atomici degli isotopi presenti. Cosí il peso atomico 20,2 del neon sarebbe originato dalla presenza di atomi di peso atomico 20, nove volte piú abbondanti degli atomi di peso atomico 22. Il peso atomico di questo miscuglio sarebbe $[(9\times20)+22]/10=20,2$. Perciò si impose la necessità di perfezionare l'apparecchio allo scopo di decidere se il peso atomico dello ione della parabola principale fosse realmente 20,0 e non 20,2. Se si fosse potuto mettere in evidenza questo, si sarebbe dimostrato che la parabola piú debole era veramente dovuta ad un isotopo. Aston risolse questa importante questione ideando un apparecchio, chiamato ora spettrografo di massa, con il quale si può raggiungere la precisione di uno su mille.

IL PRINCIPIO DELLO SPETTROGRAFO DI MASSA Sebbene il metodo della parabola sia stato considerevolmente perfezionato e reso piú esatto, tutti questi tipi di apparecchi hanno l'inconveniente derivante dal fatto che l'allargarsi del fascio entro la parabola riduce l'intensità, onde vi è un limite alla finezza della fenditura utilizzabile nel catodo per produrre il fascio di raggi positivi. Nello spettrografo di massa, gli ioni positivi aventi uguale E/M e velocità diverse sono concentrati in un punto, cosí il grande aumento di intensità permette l'impiego di fenditure estremamente sottili. Il principio dello spettrografo di massa di Aston è illustrato nella figura 3.

I raggi positivi, dopo essere emersi dal catodo forato, sono ridotti alla forma di un sottile nastro dalle fenditure; essi passano poi fra le placche P_1 e P_2 caricate elettricamente. Poiché sono presenti particelle di differenti velocità, il fascio non viene soltanto deviato ma viene anche disperso. In prima approssimazione, le particelle si possono pensare irradiare da Z, punto di mezzo del campo elettrico. Il diaframma D seleziona alcuni dei raggi permettendo loro di passare fra i poli di un elettromagnete O, il campo essendo tale che i raggi sono deviati nella

direzione *opposta* a quella loro imposta dal campo elettrico situato fra le placche P_1 e P_2.

Sia θ l'angolo di cui deviano i raggi cosí selezionati per effetto del

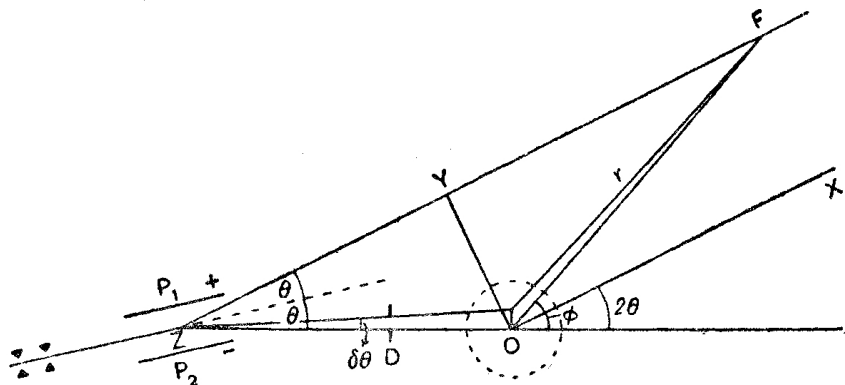



Figura 3

campo elettrico e φ l'angolo secondo cui essi deviano a causa del campo magnetico. Allora, se l è la traiettoria nel campo elettrico X e L la traiettoria nel campo magnetico H, segue che

$$\theta v^2 = lXE/M = k_1 E/M$$

e

$$\varphi v = LHE/M = k_2 E/M\,.$$

Differenziando ognuna di queste equazioni, abbiamo

$$\delta\theta/\theta + 2\delta v/v = 0$$

e

$$\delta\varphi/\varphi + \delta v/v = 0,$$

cosí

$$\delta\theta/\theta = 2\delta\varphi/\varphi\,.$$

Le piccole deviazioni degli angoli $\delta\theta$ e $\delta\varphi$ si riferiscono alle particelle aventi la stessa massa e la stessa carica, ma aventi velocità che differiscono di δv.

Supponiamo che tutti gli angoli siano piccoli, e facciamo pure l'ipotesi che in effetti i campi elettrico e magnetico agiscano come se fossero concentrati in punti. Sia $ZO = b$, allora lo spessore del pennello

di raggi positivi in O è $b\cdot\delta\theta$ e a un'ulteriore distanza r esso sarà

$$W = b\cdot\delta\theta + r(\delta\theta - \delta\varphi)$$
$$= \delta\theta\,[b + r(1 - \varphi/2\theta)],$$

poiché φ e θ sono di [illegible]so opposto.

Se $\varphi > 2\theta$, lo spessore del fascio W si annulla quando $r(\varphi - 2\theta) = b\cdot 2\theta$. Lo spessore nullo si ha quando i raggi si concentrano in un punto.

Tutti i raggi aventi uguale E/M hanno il fuoco in un punto. Allo scopo di costruire geometricamente i vari punti costituenti i fuochi per i diversi atomi, si tracciano due assi ortogonali OX e OY in modo che l'angolo compreso fra OX e ZO sia 2θ. Le coordinate del fuoco sono allora $r\cos(\varphi - 2\theta)$ e $r\sin(\varphi - 2\theta)$. Quest'ultima, l'ordinata Y, è, in prima approssimazione, uguale a $r(\varphi - 2\theta)$ poiché l'angolo è piccolo, e questo si è già dimostrato che era uguale a $2b\theta$, cioè è costante. Il luogo dei fuochi è perciò una retta parallela all'asse OX; tutti i punti focali per diversi E/M giacciono su questa linea, lungo la quale è posta la lastra fotografica. In realtà, lo strumento produce una dispersione delle masse analoga a quella dello spettrometro ottico ed è conosciuto come spettrografo di massa.

LO SPETTROGRAFO DI MASSA DI ASTON Il primo strumento costruito nel 1919 aveva una precisione dell'uno su mille, ma con un secondo strumento costruito successivamente, e che ora verrà descritto, si può raggiungere la precisione dell'uno su diecimila. Come nel metodo della parabola, i raggi positivi sono prodotti in un ampio recipiente e, dopo aver oltrepassato il catodo forato (fig. 4), attraversano le fenditure S_1 e S_2. Queste sono larghe solamente 0,02 mm e sono fatte con una speciale tecnica. Sono distanti 20 cm e otticamente allineate. Il pennello di raggi positivi emergente è perciò sottilissimo. Il campo elettrico che produce la deviazione è applicato fra le placche J_1 e J_2, lievemente curve in modo da poter essere avvicinate e anche da permettere al fascio deviato di descrivere una traiettoria curva. La distanza fra queste placche può essere ridotta fino a 1,25 mm; cosí si possono produrre campi che procurano deviazioni sufficientemente grandi, anche con una batteria di accumulatori che fornisca solo 400 volt. L'uso degli accumulatori è

importante, poiché, per mezzo di essi, il campo si può mantenere facilmente costante. Il diaframma K limita l'ampiezza del fascio che si fa

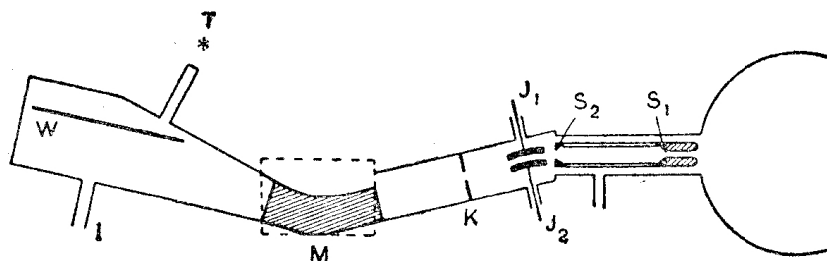



Figura 4

arrivare nel campo del magnete M, le cui estremità polari sono incurvate nella forma illustrata per ottenere una maggiore efficienza.

I raggi sono concentrati in un fuoco sulla lastra fotografica W. La lampada T permette di poter fare un segno di riferimento sulla lastra fotografica. Come nel metodo della parabola è essenziale mantenere il vuoto piú alto possibile nella camera e questo si ottiene pompando da I. Sebbene la posizione della retta focale si possa calcolare, in pratica si è trovato che la posizione prevista è soltanto approssimativa. La focalizzazione finale deve essere fatta per tentativi ed è molto laboriosa. Una cura speciale dev'essere rivolta ad evitare le cause di errore che possono nascere se vi sono effetti di polarizzazione elettrica sulle placche che producono la deviazione.

I rapporti delle masse degli ioni nella scarica si ottengono mediante il confronto con una massa *standard* riferita a un contrassegno fotografato sulla lastra. Vi sono diversi metodi empirici utili a questo scopo. Nei primi esperimenti furono impiegati gas il cui comportamento era già conosciuto col metodo della parabola e con questo metodo furono identificate le righe C^{++}, O^{++}, C^{+}, O^{+}, CO^{+}. Queste righe danno le masse effettive di 6, 8, 12, 16, 28, ecc., e rendono possibile la costruzione di una scala di calibrazione. I punti intermedi si possono tracciare movendo semplicemente l'intero gruppo mediante una variazione dei campi. Se si debbono usare queste curve di confronto, è essenziale che

i campi siano mantenuti costanti durante la esposizione fotografica.

Il metodo piú accurato usato da Aston è chiamato *bracketing*. Le equazioni che dànno la deviazione mostrano che se uno ione di massa M compare in un punto particolare quando è applicato il campo elettrico X, allora si può portare nello stesso punto una massa conosciuta M', applicando un campo X' in modo che $M'/M=X/X'$. Consideriamo ora gli ioni H_2^+ e He^+. Faremo l'ipotesi provvisoria che il rapporto fra le masse di questi due ioni sia esattamente 1:2. Se il campo elettrico per la molecola dell'idrogeno è il doppio di quello per l'atomo di elio, le righe corrispondenti ai due ioni coincideranno. Ciò non è desiderabile; si fanno quindi tre esposizioni: una per l'elio, usando il potenziale V applicato alle placche J_1 e J_2, e due per l'idrogeno, usando i potenziali $2V+x$ e $2V-x$ dove x è una quantità piccola. Se il rapporto fra le masse è esattamente di 1:2, la riga dell'He^+ si disporrà esattamente a mezza via fra le due righe H_2^+. Ogni deviazione da questo rapporto indica una asimmetria che si può misurare in termini di massa sufficientemente bene con una curva di confronto. Col metodo del *bracketing* mediante masse note con molta esattezza, si può raggiungere una grande precisione nella determinazione di masse sconosciute.

Alcuni esempi di begli spettri di massa che sono stati ottenuti da Aston si trovano nella tavola 1*b*. In essa sono segnati i valori delle masse degli isotopi.

METODO DI BAINBRIDGE PER L'ANALISI DEI RAGGI POSITIVI Le scoperte fatte da Aston con il suo spettrografo di massa sono d'importanza fondamentale. Una quantità di tipi del tutto diversi di spettrografi di massa sono stati progettati e impiegati da altri ricercatori, e tutti hanno confermato le conclusioni di Aston. Esamineremo uno di questi, cioè quello ideato da Bainbridge nel 1930, e in seguito perfezionato. Esso si basa sul fatto che un campo magnetico da solo separerà i costituenti di un fascio misto di ioni secondo i valori E/M, se tutti gli ioni del fascio hanno la stessa velocità. Cosí, se è possibile separare da uno sciame di raggi positivi tutti gli ioni aventi la *medesima* velocità, facendoli poi passare attraverso un campo magnetico uniforme, tutti quelli aventi un medesimo E/M descriveranno la stessa traiettoria circolare e si con-

centreranno cosí in un fuoco. Le particelle che possiedono diversi valori di E/M descrivono traiettorie circolari diverse e formano punti focali corrispondenti alle differenti masse ioniche. Il principio del metodo ora descritto è illustrato schematicamente nella figura 5.

Un sottile pennello di ioni positivi attraversa le fenditure S_1 e S_2 e

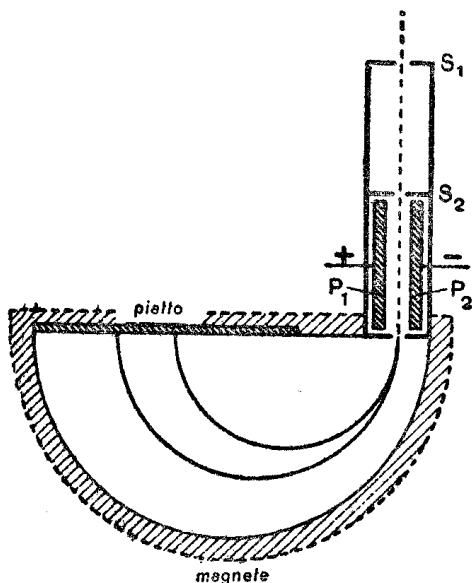



Figura 5

passa attraverso il "selettore di velocità" P_1P_2. Questo consiste in una coppia di placche fra le quali si trovano un campo elettrico e uno magnetico, disposti in modo che le deviazioni da essi provocate siano di senso opposto. Possono cosí passare solamente quegli ioni per i quali le forze elettriche e magnetiche sono uguali e opposte. Per questi, se v è la velocità, X e H' rispettivamente il campo elettrico e magnetico, abbiamo $v = X/H'$ (esattamente come nel metodo di J. J. Thomson per la determinazione di e/m per l'elettrone). È chiaro allora che tutte le particelle che riescono a passare attraverso il selettore hanno la stessa velocità. Dopo aver lasciato il selettore, gli ioni entrano in un grande campo magnetico uniforme le cui linee di forza sono perpendicolari al piano del foglio; essi poi descrivono traiettorie circolari i cui raggi

di curvatura sono proporzionali a Mv/EH, dove H è l'intensità del campo che produce la deviazione. Cosí i raggi, e perciò le posizioni sulla lastra fotografica, sono proporzionali alle masse ioniche. Perciò gli ioni di masse differenti si dispongono su di una retta.

La sensibilità dipende dalla superficie e dalla intensità del campo magnetico usato per deviare gli ioni. Bainbridge usò un magnete molto grande, capace di produrre un campo uniforme di 15000 gauss su di una semicirconferenza di 40 cm di diametro. Un esempio del potere separatore e della chiarezza che si possono ottenere si vede nella tavola 1*c* che mostra gli isotopi del germanio, dello zinco e del tellurio.

LO SPETTROGRAFO DI MASSA A DOPPIO FUOCO Nell'apparecchio di Aston vengono concentrati nel fuoco ioni compresi in un ampio intervallo di velocità ma con *piccola dispersione angolare*, e le placche che li fanno deviare si possono considerare come l'equivalente di un prisma ottico a dispersione, facendo corrispondere, in tale analogia ottica, le differenti velocità alle differenti lunghezze d'onda. Nel dispositivo di Bainbridge, vengono raccolti nel fuoco ioni con la stessa velocità ma emergenti con "ampia apertura angolare", l'analogo ottico essendo ora la lente. Nella figura 5 la deviazione angolare per la messa a fuoco è di 180°, ma un campo magnetico che devia di 90° può mutare un fascio da divergente in parallelo oppure reciprocamente può far convergere un fascio parallelo in un punto focale. Una deviazione elettrostatica di 32° ha proprietà simili.

Mattauch e Herzog hanno applicato questi fatti alla costruzione di uno *spettrografo di massa a doppio fuoco* che combina le caratteristiche di entrambi gli strumenti di Aston e di Bainbridge, in quanto si può usare un fascio di ioni che contemporaneamente è un cono divergente e contiene anche un intervallo di velocità. In corrispondenza, si ha un aumento di intensità. Il dispositivo è mostrato schematicamente nella figura 6, che illustra i percorsi di ioni con uguale E/M. Il fascio misto diverge da S e viene deviato elettrostaticamente in A. Gli ioni piú veloci sono indicati con linee tratteggiate, i piú lenti, e quindi piú deviati, con linee continue. I fasci paralleli, emergenti con differente divergenza, incontrano un campo magnetico B che li fa deviare di 90°. Ciò fa con-

vergere entrambi gli ioni, veloci e lenti, nello stesso fuoco. Ioni con differente valore di E/M vengono concentrati in un differente punto focale, dando luogo a una semplice scala delle masse, nella quale le distanze

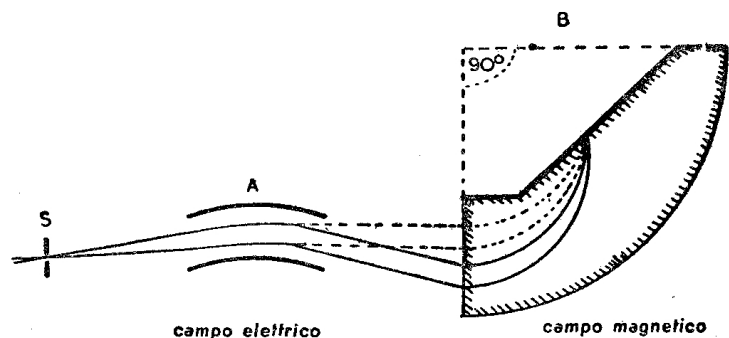



Figura 6

lungo la scala sono proporzionali alla radice quadrata della massa.

Tali strumenti a doppio fuoco possono dare un'alta precisione ed hanno un'intensità sufficiente a rilevare isotopi deboli.

LA COSTITUZIONE ISOTOPICA DEGLI ELEMENTI Secondo Aston, la massa campione ora adottata è 16 *per l'atomo di ossigeno neutro* (cioè con gli elettroni compresi). Dopo aver dimostrato la costituzione isotopica del neon, Aston condusse a termine un esame sistematico di tutti gli elementi del sistema periodico. Di tutti i 92 tipi atomici sono ora disponibili i dati relativi. Fu trovata una grande varietà di isotopi e la prima importante scoperta fatta da Aston fu che i pesi atomici di tutti gli isotopi sono con buona approssimazione numeri interi quando ci si basi sulla scala che pone uguale a 16 il peso atomico dell'ossigeno. Questa *regola del numero intero* è molto importante poiché la sua scoperta ha indicato la via per una teoria razionale della struttura del nucleo atomico.

È già stato notato che il peso atomico del neon non è un numero intero, quantunque siano intere le masse degli isotopi, semplicemente a causa del rapporto accidentale delle abbondanze relative degli isotopi 20 e 22. È chiaro che in generale il peso atomico non ha piú l'importanza fondamentale un tempo attribuitagli, ed è determinato in un certo senso

accidentalmente dal miscuglio degli isotopi e dalla loro abbondanza. Il cloro è un esempio tipico. Le spettrografo di massa mostra che vi sono due isotopi principali, di masse 35 e 37, con abbondanza relativa 3,07:1. Si è cosí condotti a un peso atomico medio di 35,460 che è quasi esattamente il peso atomico chimico (35,457).

Degli isotopi si può fare una prima classificazione in stabili e instabili (radioattivi). I primi costituiscono la maggior parte di quelli che si trovano normalmente nel sistema periodico, mentre degli altri alcune centinaia sono stati formati con processi artificiali di cui si parlerà piú avanti e non si trovano normalmente in natura.

Nella costituzione isotopica è stata notata una grande varietà e dalla massa un po' confusa di dati è emerso un numero di "regole" (che per la maggior parte presentano eccezioni) relative alle abbondanze. Esse si applicano agli isotopi stabili (numeri atomici da 1 a 83). Alcuni elementi (per esempio l'arsenico e il fosforo) rivelano solo un unico isotopo stabile, mentre altri isotopi, quando esistono, si presentano in proporzione inferiore ad una parte su 20 000. Alcuni altri elementi hanno costituenti rari in quantità apprezzabile; ad esempio l'ossigeno ha isotopi di masse 16, 17, 18 con rapporti di abbondanza 2465:1:4,9. Ve ne sono poi alcuni che presentano solo una coppia di costituenti con abbondanza abbastanza simile, e un esempio notevole è quello del bromo con isotopi 79 e 81 e rapporto di abbondanza 1000:975 ($\pm$25). Alcuni elementi presentano serie complesse di isotopi, per esempio lo stagno con isotopi 112, 114, 115, 116, 117, 118, 119, 120, 122, 124. A causa di queste serie estese, compaiono frequenti "isobari", cioè isotopi che hanno lo stesso numero di massa, pur appartenendo a elementi diversi, tra loro vicini.

L'IMPORTANZA DELLA "REGOLA DEL NUMERO INTERO" Fino dal 1815 Prout suggerí l'ipotesi che tutti gli elementi fossero formati di multipli interi dell'idrogeno, ma ciò non si poté accettare a causa di pesi atomici sul tipo di quello del cloro. La difficoltà creata dai pesi atomici non interi fu rimossa con la regola del numero intero. L'esperienza dimostra che, in opportune condizioni, ogni tipo di atomo è capace di emettere elettroni. Poiché tutti gli atomi in condizioni normali sono neutri,

essi debbono tutti contenere un numero di unità di elettricità positiva eguale a quello degli elettroni che possono essere strappati. Lo studio dei raggi positivi ha dimostrato che la piú leggera particella con carica positiva conosciuta sperimentalmente (prescindendo dal positone e dal mesone dei quali si tratterà piú avanti) è lo ione positivo dell'idrogeno. Questo è il protone. Confrontata con il peso atomico *standard* che assume l'ossigeno come 16, la massa del protone è lievemente maggiore dell'unità.

Si spiegherà in seguito come gli esperimenti sulla diffusione delle particelle radioattive dimostrino che gli atomi si debbono considerare costituiti di piccolissimi nuclei massicci, carichi positivamente, circondati da elettroni in rapida rotazione. Praticamente l'intera massa dell'atomo è concentrata nel nucleo che contiene la totalità della carica positiva. Il numero degli elettroni esterni, nel sistema extranucleare o esterno, è uguale al numero atomico, cioè al numero d'ordine che l'atomo occupa nel sistema periodico. L'idrogeno, con numero atomico 1, ha un elettrone esterno, l'elio due, il litio tre, ecc. Sarà dimostrato piú avanti che i nuclei consistono di protoni e di particelle aventi quasi la stessa massa ma nessuna carica. Queste particelle sono i neutroni e la massa di un neutrone con la stessa unità di misura è 1,00898.

È evidente dai pesi atomici e dalle cariche nucleari che tutti i nuclei (escluso quello dell'idrogeno) debbono contenere sia protoni che neutroni. Trascuriamo per il momento le lievi deviazioni delle masse di queste particelle dall'unità. Consideriamo gli isotopi del litio. Il numero atomico di tutti e due gli isotopi è 3, poiché il litio è il terzo elemento nella tavola periodica. Perciò la carica nucleare è 3. I due isotopi hanno pesi atomici 6 e 7. Le masse e le cariche possono essere ragionevolmente spiegate, supponendo che il nucleo dell'isotopo piú leggero contenga tre protoni e tre neutroni, i quali dànno una carica 3 e una massa 6. In modo analogo, l'isotopo piú pesante contiene tre protoni e quattro neutroni che dànno una carica 3 e una massa 7. Se si aggiunge un protone a un dato nucleo, la *carica* risulta aumentata in modo che il numero atomico aumenta pure e ne risulta un atomo che occupa il posto successivo nella tavola periodica. D'altra parte, se si aggiungono dei neutroni a un dato nucleo, il *numero* atomico non risulta alterato, ma la massa aumenta e abbiamo cosí un nuovo *isotopo*.

IL DIFETTO DI MASSA E IL RAPPORTO DI IMPACCHETTAMENTO [1] Misure di precisione fatte da Aston rivelarono che praticamente in ogni caso esistevano lievi ma reali deviazioni dalla regola del numero intero: pesi esatti tipici sono, per esempio,

^{1}H	^{4}He	^{40}Ca	^{75}As
1,00813	4,0038	39,976	74,948

L'importanza che si deve attribuire a queste deviazioni appare evidente quando si consideri il fatto che il nucleo dell'elio è costituito da due neutroni e da due protoni. L'*atomo* di elio dovrebbe logicamente avere la massa di due atomi di idrogeno piú due neutroni, poiché ha due elettroni. Si vedrà piú avanti che la massa del neutrone è 1,00898, quindi il peso atomico dell'elio dovrebbe essere $2\,(1{,}00813 + 1{,}00898) = 4{,}03422$. In realtà esso è piú leggero di circa 0,03 unità di massa. Questa differenza si può spiegare con la teoria della relatività, secondo la quale la massa e l'energia possono trasformarsi l'una nell'altra (fatto confermato sperimentalmente). Nell'interno del nucleo di elio, le particelle che lo costituiscono sono strettamente collegate fra loro, come è stato dimostrato con le misure di raggi nucleari. Si può mostrare che, nel processo originario della formazione di un tale nucleo, deve essere liberata energia in grandissima quantità prima che sia raggiunto uno stato di costituzione stabile. Questa enorme perdita di energia, che è in relazione con le forze di legame fra le particelle, porta ad una corrispondente perdita di massa. È chiaro che la stabilità del nucleo che alla fine si è formato dipende dalla quantità di massa che è andata perduta sotto forma di energia irradiata. Le condizioni necessarie per la formazione di nuclei, dalle particelle che li costituiscono, con liberazione di energia (proveniente dalla perdita di massa) sotto forma di radiazione, esistono probabilmente nei centri delle stelle dove si raggiungono temperature di molti milioni di gradi.

La deviazione della massa del nucleo dal numero intero si chiama

[1] [Nella precedente edizione *packing fraction* era stato tradotto *contrazione di massa*, forse piú espressivo. Abbiamo preferito ora ristabilire l'aderenza al testo inglese, che corrisponde piú esattamente alla definizione rigorosa.]

difetto di massa. Esso rappresenta l'energia di legame del nucleo. Parrebbe che la valutazione del difetto di massa renda necessaria la determinazione delle masse esatte del neutrone e del protone, ma ciò si può evitare esprimendo il difetto di massa mediante una quantità chiamata *rapporto di impacchettamento* che è definito da $(M-N)/M$, dove M è la massa esatta ed N è il numero di massa intero piú vicino. Il rapporto di impacchettamento, che è generalmente espresso in unità per 10^4, è una quantità molto importante, in quanto rappresenta una misura della stabilità del nucleo. Se rappresentiamo graficamente i rapporti di impacchettamento osservati in funzione dei numeri di massa degli atomi, essi si dispongono su di una curva come mostra la figura 7.

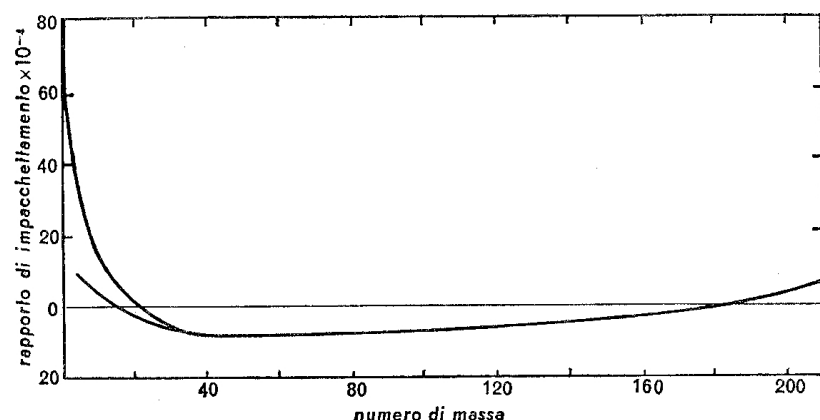



Figura 7

Gli atomi leggeri con masse atomiche multiple esatte di quattro, giacciono su di un ramo separato e piú in basso. Questi nuclei sono piú stabili degli altri. Il rapporto di impacchettamento del nucleo dell'elio è tale che vi sono valide ragioni per credere che esso sia una combinazione particolarmente stabile di particelle nucleari. È probabile che il nucleo dell'elio possa agire come una sottounità nella struttura nucleare. Per questa ragione, molti atomi leggeri, i cui numeri di massa sono divisibili per quattro, sono molto stabili e giacciono su di una curva di stabilità separata e piú bassa.

È da notare che le masse date sono di *atomi neutri* e per ottenere la massa *nucleare* di un atomo di numero atomico Z bisogna sottrarre le masse di Z elettroni, ognuna delle quali è 0,00055. Su questa base la massa del protone è $1{,}00813-0{,}00055=1{,}00758$. I valori negativi delle contrazioni di massa non hanno un significato particolare e derivano solo dall'aver adottato come massa campione l'ossigeno uguale a 16. Relativamente alle particelle fondamentali, protone e neutrone, tutti i nuclei hanno un difetto di massa positivo.

Secondo la teoria della relatività, l'equivalenza della massa e dell'energia è data da $E=mc^2$. Cioè, una massa di m grammi equivale a E erg; c è la velocità della luce.

ENERGIE DI LEGAME NEI NUCLEI Nella relazione $E=mc^2$, c ha il valore di 3×10^{10} cm/s. Allora per una massa di 1 grammo

$$E=9\times10^{20}\text{ erg}=2{,}1\times10^{13}\text{ cal}.$$

Un'unità molto utile che sarà spesso usata in seguito è l'elettronvolt (eV), che è l'energia acquistata da un elettrone in una caduta di potenziale di un volt: essa vale $1{,}6\times10^{-12}$ erg (spesso è necessario come unità il milione di elettronvolt, il $\text{MeV}=1{,}6\times10^{-6}$ erg).

Allora per un grammo, $E=9\times10^{20}/1{,}6\times10^{-12}\text{ eV}=5{,}6\times10^{32}\text{ eV}=$ $=5{,}6\times10^{26}$ MeV.

È spesso piú conveniente esprimere le masse in una scala atomica, nella quale l'unità di massa sia 1/16 dell'unità dell'atomo di ossigeno. La massa atomica è perciò ottenuta dividendo un grammo per il numero di Avogadro 6×10^{23}. Ciò fornisce per l'unità di massa atomica

$$E_a=931\text{ MeV}.$$

Questa relazione è molto importante relativamente al difetto reale di massa, diverso da quello definito da Aston, poiché la correlazione massa-energia dimostra che un grande difetto di massa significa una grande energia di legame corrispondente, perché per ridurre il nucleo in pezzi, cioè nei suoi costituenti, dev'essere fornita una notevole energia uguale alla massa perduta.

Un nucleo di carica Z e numero di massa A possiede Z protoni e $A-Z$ neutroni. L'intero atomo possiede inoltre Z elettroni esterni.

In realtà ci sono *Z atomi* di idrogeno (ognuno di un protone e un elettrone esterno) insieme ad $A-Z$ neutroni.

Se m_H e m_n sono rispettivamente le masse dell'atomo d'idrogeno e del neutrone, e M la reale massa misurata di questo nucleo, il difetto di massa realmente importante è

$$Am_H + (A-Z)m_n - M = D\,.$$

L'energia di legame E_l è allora, se espressa in MeV, 931 D. Prendendo come esempi le masse misurate per ^{20}Ne e ^{209}Bi, una semplice sostituzione dà per E_l rispettivamente 160 MeV e 1630 MeV. Dividendo E_l per A si ottiene l'energia di legame per ogni particella nucleare (spesso chiamata nucleone). Questi due valori sono in questo caso 8,0 e 7,8 MeV.

Nella figura 8 mostriamo un diagramma delle energie di legame per

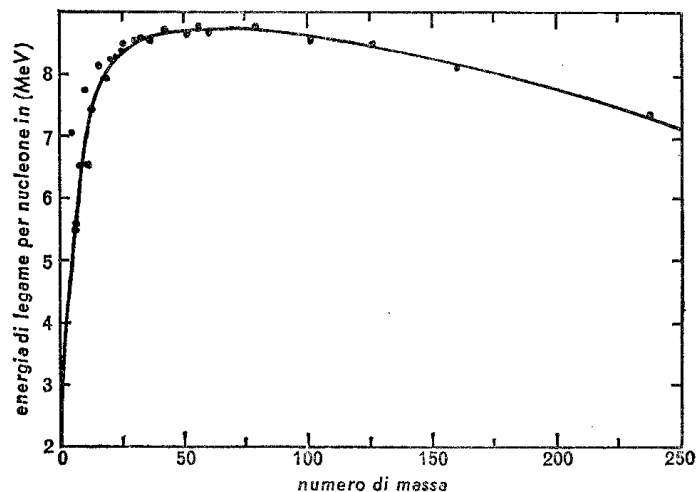



Figura 8

nucleone nei differenti atomi. La grande maggioranza dei valori appartiene all'intervallo $(7{,}5 \div 8{,}4)$ MeV, ma ci sono certe deviazioni tra gli elementi leggeri.

L'energia media di legame per nucleone non è costante ma diminuisce all'aumentare del peso atomico.

ABBONDANZA RELATIVA E PESO ATOMICO Oltre all'^{16}O è stato attualmente fissato un certo numero di altri sottomultipli di precisione, il cui grado di esattezza risulta dal valore trovato per il carbonio e cioè $12{,}003876 \pm 0{,}000032$. Una ricerca rigorosa condusse alla scoperta di un isotopo pesante dell'idrogeno, e poiché la separazione in grande quantità di questo isotopo è di notevole importanza tecnica, le fasi preliminari che portano a essa meritano di essere illustrate. La scoperta risale al rinvenimento di isotopi rari dell'ossigeno per via spettroscopica. Aston non riuscí ad osservare isotopi dell'ossigeno oltre quello 16 e questa fu la ragione per cui lo adottò come *standard* dei pesi atomici. Il metodo dei raggi positivi è solamente uno dei procedimenti sperimentali utili per lo studio degli isotopi. Le differenze tra le masse degli isotopi che costituiscono un elemento influiscono sullo spettro della molecola formata da due atomi. Per esempio, lo spettro caratteristico delle molecole di cloro ha delle righe che si possono attribuire alle tre distinte specie molecolari ^{35}Cl-^{35}Cl, ^{35}Cl-^{37}Cl, ^{37}Cl-^{37}Cl. Lo studio dello spettro molecolare dell'ossigeno rivelò l'esistenza di un isotopo debole ^{18}O, presente nel grado di 1 parte su 630, e si ottenne inoltre la prova dell'esistenza di un ancor meno abbondante ^{17}O.

Questi isotopi furono allora esaminati sperimentalmente con gli spettrografi di massa ed i rapporti di abbondanza vennero determinati con piú precisione come $16:17:18 = 2500:1:5$. Poiché i pesi atomici determinati con lo spettrografo di massa sono riferiti a 16, mentre i pesi atomici chimici sono riferiti al valore medio del miscuglio di ossigeno che si presenta in natura, i due valori non dovrebbero concordare. In realtà il peso del miscuglio chimico che partecipa alle reazioni è 16,0044 sulla scala dello spettrografo di massa. Quindi questa deve essere ridotta di 2,7 parti su 10000 per riportarla alla scala chimica.

Sino a poco tempo fa il peso atomico *chimico* dell'idrogeno era valutato 1,00777 (oggi si sa che è maggiore) e il valore trovato da Aston con lo spettrografo di massa, prima della scoperta degli isotopi pesanti dell'ossigeno, era 1,00778, riferendosi al valore 16 per l'ossigeno (oggi si sa altresí che questa cifra è troppo bassa). L'accordo, a quel tempo,

parve esatto. Tuttavia la correzione della scala delle masse abbassò il valore dato dallo spettrografo di massa a 1,00756, cosí che l'accordo si convertí in una discrepanza di 0,00022 unità. Questo fatto avrebbe potuto essere spiegato ammettendo che l'idrogeno conteneva una piccola quantità di un isotopo pesante, perché allora il peso atomico chimico sarebbe quello di un miscuglio e perciò piú grande del valore dato dallo spettrografo di massa. È sufficiente 1 parte su 7000 di un isotopo di massa 2 per produrre tale alterazione di peso.

Urey e i suoi collaboratori intrapresero il frazionamento dell'idrogeno liquido, e poiché la differenza fra le masse dei due isotopi è del 100 per cento, questo metodo, in altri casi inefficace, risultò molto adatto. L'isotopo di cui si sospettava l'esistenza fu separato con successo, e fu individuato per via spettroscopica. Esso fu denominato deuterio. Piú tardi fu scoperto che l'acqua lasciata in vecchie celle elettrolitiche molto usate possiede una concentrazione di deuterio (D) relativamente molto alta sotto forma di acqua pesante D_2O. Questo accade a causa delle diverse mobilità degli ioni elettrolitici rispettivamente dell'idrogeno e del deuterio. Ora è possibile ottenere praticamente per via elettrolitica idrogeno pesante puro o acqua pesante in grandi quantità. Si possono ora acquistare litri di deuterio a basso prezzo.

Nella chimica l'importanza del deuterio come indicatore è grandissima. È facile sostituire l'idrogeno col deuterio in un composto organico complesso contenente molti atomi di idrogeno, poiché i due tipi sono dal punto di vista chimico quasi del tutto indistinguibili. Cosí si può contrassegnare un particolare legame e seguirlo nelle varie reazioni, poiché il deuterio si può sempre riconoscere per la sua densità quando viene liberato o scambiato. Il deuterio si è anche dimostrato di grande importanza nello studio della struttura dei nuclei sia come oggetto di disintegrazione che come proiettile per la produzione delle disintegrazioni.

STATISTICA DEGLI ISOTOPI Malgrado la grande diversità e complessità esistenti tra le abbondanze isotopiche, alcune "regole" generali sono oggi emerse da una massa alquanto confusa di dati. I nuclei possono essere divisi nelle quattro classi seguenti a seconda che la massa

o la carica è dispari oppure pari:

	A	B	C	D
Massa	dispari	dispari	pari	pari
Carica	dispari	pari	dispari	pari
Protoni	dispari	pari	dispari	pari
Neutroni	pari	dispari	dispari	pari

La carica e il numero di protoni sono evidentemente uguali.

Le seguenti "regole" valgono approssimativamente per nuclei *stabili*, benché vi siano numerose eccezioni:

1) Regola degli strati: protoni e neutroni formano strati di due.

2) Regola degli isobari:

a) I nuclei della classe D hanno numerosi isobari.

b) Solo quattro esempi della classe C sono noti, e cioè

$$^{2}_{1}D \quad ^{6}_{3}Li \quad ^{10}_{5}B \quad ^{14}_{7}N$$

c) I numeri di massa dispari non hanno isobari con carica dispari.

Il numero piú abbondante di isotopi stabili si ha nella classe D, nella quale ne son stati registrati 156. Le due classi "simmetriche" A e B possiedono numeri strettamente analoghi: nel sistema periodico ci sono 56 tipi A e 52 tipi B.

COSTANZA DELLE ABBONDANZE ISOTOPICHE Il rapporto tra il numero dei neutroni, n, e quello dei protoni, p, come calcolato per gli isotopi stabili trovati nel sistema periodico, ha una parte importante relativamente alla stabilità dei nuclei, e fornisce la spiegazione di molti processi nucleari. Per atomi leggeri il rapporto n/p è strettamente vicino all'unità. Sopra il numero atomico 20 il rapporto n/p supera l'unità e aumenta costantemente col numero di massa fino al piombo, il piú pesante atomo stabile, per il quale è $n/p = 1,5$. La figura 9 mostra il diagramma di n/p in funzione di p (che coincide naturalmente col diagramma di $(A-Z)$ in funzione di Z). La linea retta è quella per $n/p = 1$.

Una caratteristica degli isotopi è la costanza del loro rapporto di abbondanza nelle condizioni fisiche piú svariate e la sua uniformità

nella ripartizione geologica. Alcune fluttuazioni sono state tuttavia osservate in natura. Nel 1939 Nier e Gulbransen esaminarono del CO_2 di diversa origine e trovarono una variazione del 5% nel rapporto di

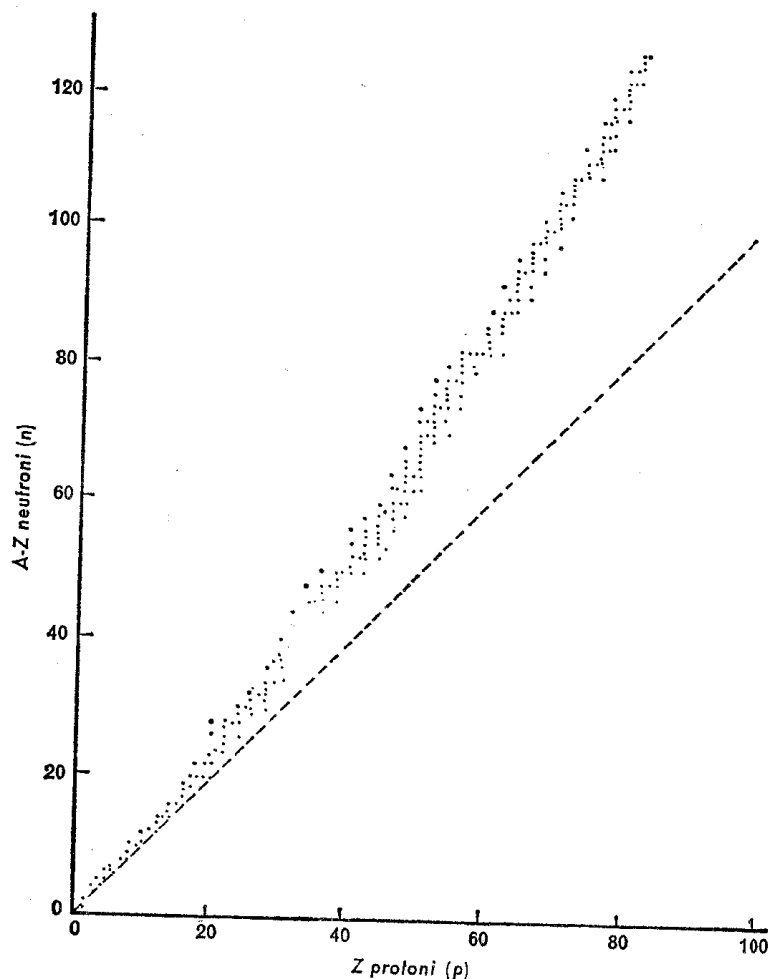



Figura 9

abbondanza $^{12}C:^{13}C$, tale da favorire l'isotopo pesante nel calcare e l'isotopo leggero nelle piante.

Osservazioni fatte sul rapporto di abbondanza degli isotopi del potassio $^{39}K/^{41}K$ diedero un valore costante (14,20) per acque di mare di

diversa provenienza, ma il potassio minerale varia da 14,1 a 14,6 e quello tratto da ceneri vegetali da 12,6 a 14,6.

Differenze notevoli sono state trovate nei depositi di piombo, ma queste hanno un'origine radioattiva, come si esaminerà in seguito.

Le abbondanze degli isotopi sono evidentemente un problema cosmologico ed è possibile che esse siano state determinate dalle condizioni termiche del Sole. Si è trovato che i nuclei del tipo D (carica pari, massa pari) sono in eccedenza rispetto a quelli dei tipi A e B, che sono all'incirca ugualmente abbondanti, mentre il tipo C è raro. Risulta cosí che l'abbondanza assoluta degli elementi con *Z* pari è piú grande di quella degli elementi con *Z* dispari. L'abbondanza assoluta diminuisce costantemente, procedendo lungo il sistema periodico, secondo un fattore che è in media di 1,2. Cosí il bismuto (83) sulla crosta terrestre è piú raro dell'idrogeno nel rapporto $(1{,}2)^{83} = 10^7$ approssimativamente.

LA SEPARAZIONE DEGLI ISOTOPI Dopo la scoperta iniziale degli isotopi furono fatti dei tentativi per separarli con metodi sia fisici che chimici. Poiché tutti gli isotopi di un elemento hanno la stessa configurazione elettronica, le loro proprietà chimiche sono quasi indistinguibili, di modo che i metodi che possono essere usati per la loro separazione dipendono principalmente dalla massa atomica. Gli sviluppi associati alla separazione degli isotopi dell'uranio per la produzione dell'energia atomica, hanno influito profondamente sia sulla teoria che sulla pratica della separazione isotopica.

Da un punto di vista generale oggi si hanno a disposizione cinque metodi fondamentali, che si basano su: 1) uguaglianza di energia cinetica, 2) differenza di forza centrifuga, 3) deviazioni elettriche o magnetiche, 4) reazioni di scambio, 5) elettrolisi. Il primo gruppo si basa sulla legge di equipartizione della teoria cinetica, secondo la quale l'energia cinetica *media* degli atomi o delle molecole in un gas o in un liquido dipende unicamente dalla temperatura. In un miscuglio gassoso di due differenti tipi di molecole le energie cinetiche medie ($\frac{1}{2}mv^2$) di tutte le molecole sono uguali, quindi la velocità *media* è proporzionale a $1/\sqrt{m}$. Questa differenza di velocità può essere impiegata in procedimenti sia di diffusione che di distillazione per realizzare una separazione di iso-

topi. In realtà, a causa del valore statistico della distribuzione delle velocità, a ogni temperatura vi è una notevole sovrapposizione di velocità da parte delle molecole dei due tipi e ciò rende la separazione un problema molto difficile. Saranno ora considerate applicazioni diverse del principio di diffusione.

SEPARAZIONE PER DIFFUSIONE Nel 1896 Rayleigh mostrò che un miscuglio di due qualsiasi gas di differenti pesi atomici può dar luogo ad una separazione parziale quando lo si faccia diffondere attraverso una parete porosa, poiché le molecole piú leggere si diffondono con velocità maggiore. In tal modo il gas diffuso rimane arricchito di materiale leggero e corrispondentemente il gas residuo ne rimane impoverito. Poiché il grado di diffusione è proporzionale a $1/\sqrt{m}$, il fattore iniziale di arricchimento al principio della diffusione è $\alpha = \sqrt{M_2/M_1}$, dove M_1 è il componente piú leggero. Esso diminuisce se il gas che si diffonde non viene rinnovato, poiché allora diminuisce la sua concentrazione in M_1.

Questo metodo fu adottato per la prima volta da Aston con il neon, diffondendolo attraverso un tubo poroso. Il fattore di arricchimento per una sola parete di diffusione è $\alpha = \sqrt{22/20} = 1{,}049$. Perciò la diffusione produce solo un leggero mutamento nella concentrazione. Tuttavia nel 1932 Hertz sviluppò con successo questo metodo costruendo una "cascata" di 48 tubi a diffusione formanti un circúito chiuso, attraverso il quale il neon veniva fatto circolare in continuazione da un sistema di pompe e di valvole. Con questa apparecchiatura in 8 ore si ottennero 55 cm^3 di ^{20}Ne contenenti solo l'1 per cento di ^{22}Ne.

Questo processo di diffusione fu sviluppato ampiamente per la separazione su larga scala dell'isotopo 235 dell'uranio dall'isotopo 238, per usarlo nella bomba atomica. Il gas, in questo caso UF_6, consisteva di due molecole isotopiche di masse 352 e 349, da cui risulta $\alpha = \sqrt{352/349} = 1{,}0043$. Per ottenere una separazione sufficiente, tenendo conto del tempo effettivo dell'operazione e della scarsa abbondanza iniziale di 235 (cioè 0,7 per cento), si trovò che sono necessari 4000 distinti passaggi in cascata. Per produrre un campione di $^{235}UF_6$ puro al 99 per cento bisogna disporre di quantità grandissime di materiale,

poiché il prodotto finale è 100000 volte inferiore al volume iniziale.

La quantità di isotopo 235 necessaria per una bomba atomica (fino a 100 chilogrammi) rese il progetto di separazione una impresa tecnica di enormi proporzioni. Furono necessarie migliaia di pompe a diffusione di grande capacità. La grandezza dell'impianto può essere valutata dal fatto che l'area della superficie di diffusione copriva da sola molti acri.

Prima che il procedimento per diffusione venisse sviluppato su scala cosí vasta, fu sperimentato un altro metodo, e cioè la separazione per distillazione.

SEPARAZIONE PER DISTILLAZIONE Se la capacità termica di un liquido a basse temperature differisce in modo apprezzabile da quella a temperatura normale, allora si può mostrare che vi saranno differenze nelle tensioni di vapore delle molecole contenenti i diversi isotopi. Differenze nei calori specifici, sufficienti a rendere applicabile questa proprietà per la separazione degli isotopi, esistono solo per l'idrogeno, l'elio e il neon liquidi. Nel 1935 Keesom, Van Dyk e Haantjes riuscirono con questo metodo a separare (parzialmente) gli isotopi del neon.

SEPARAZIONE CENTRIFUGA Le forze centrifughe, quantunque della stessa natura della forza gravitazionale, sono direttamente proporzionali alla massa, mentre la diffusione implica la radice quadrata della massa. Quindi ci si può aspettare che i metodi centrifughi diano buoni risultati. Tuttavia la separazione è stata solamente effettuata per mezzo di grosse macchine ultra-centrifughe ad alta velocità, a forma di alti cilindri. In questi passa una corrente discendente di vapore nella parte esterna del cilindro rotante e una corrente ascendente in prossimità dell'asse. Attraverso le due correnti avviene la diffusione, sulla quale influisce il campo centrifugo radiale, onde gli atomi pesanti si accumulano nella corrente esterna discendente.

SEPARAZIONE PER DIFFUSIONE TERMICA Un metodo molto efficace per la separazione degli isotopi fu introdotto nel 1938 da Clausius e Dickel, che impiegarono la diffusione termica, applicata nel modo seguente. Se

si pone un miscuglio di gas di pesi molecolari differenti (differenti o isotopicamente o chimicamente) fra due pareti verticali, una delle quali sia calda e l'altra fredda, i componenti si separano perché: 1) la diffusione termica concentra il componente piú pesante vicino alla parete fredda e il piú leggero vicino alla parete calda; 2) la convezione termica produce la discesa del gas piú freddo (e perciò piú ricco di componente pesante) nei pressi della parete fredda, mentre il gas piú caldo (piú ricco del componente leggero) sale avvicinandosi alla parete calda. Questo produce due correnti gassose che dànno luogo alla separazione, finché la diffusione di senso contrario porta ad una distribuzione stabile. Nei primi esperimenti si usò come sistema di separazione un tubo verticale munito di un filo coassiale caldo. Con un tubo della lunghezza di 3 metri e una differenza di temperatura di 600 °C, fu completamente e rapidamente separato nei suoi componenti un miscuglio di gas costituito di bromo e di elio. Fu raggiunto il 50 per cento di arricchimento degli isotopi del cloro. Piú tardi si ottenne rapidamente (essendo stati prodotti 8 centimetri cubici di gas in 24 ore) una completa separazione degli isotopi del cloro (entro lo 0,4 per cento), usando un tubo della lunghezza di 36 metri. Si è trovato che un tubo della lunghezza di un metro equivale in velocità a 12 delle pompe a diffusione in cascata di Hertz.

Il metodo non è soltanto applicabile ai gas, ma può anche essere usato con i liquidi. Con il cloruro di zinco si possono separare parzialmente gli isotopi 64 e 68 dello zinco. Il processo di diffusione termica è di gran lunga il metodo piú semplice e piú efficace di quanti sono stati adottati. Esso è, tuttavia, limitato ai materiali che non sono alterati dalle alte temperature impiegate e che non reagiscono con il filo caldo. Inoltre il processo è piú complesso di quanto è stato descritto e il suo fallimento nel separare effettivamente dei componenti, in certi casi, deve essere attribuito ai campi di forza molecolari delle molecole trattate.

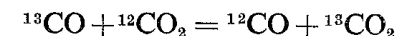
SEPARAZIONE ELETTROMAGNETICA È chiaro che uno spettrografo di massa che focalizza a semicerchio gli sciami, del tipo illustrato in figura 5, agisce come un separatore di isotopi, e se si impiegano sorgenti ioniche intense i differenti sciami semicircolari possono essere raccolti in scatole.

I primi esperimenti condotti con questo metodo mostrarono che la separazione era buona, ma la quantità prodotta era scarsa. Ciò era in gran parte dovuto alla sovrapposizione della carica spaziale che si sviluppava quando, allo scopo di aumentare il risultato, venivano usate alte densità ioniche. Tuttavia in seguito furono studiati dei metodi per neutralizzare la carica spaziale dovuta alla ionizzazione.

I separatori elettromagnetici vennero usati su larga scala negli Stati Uniti per la separazione degli isotopi all'uranio necessari per gli esperimenti atomici. Il primo tipo usato fu un magnete gigante del peso di alcune migliaia di tonnellate con diametro polare superiore a 4,5 m e traferro di 1,8 m e si trovò che era possibile racchiudere entro il campo magnetico diversi fasci ionici separati. Considerevoli quantità di isotopi dell'uranio vennero separate con questo metodo, che è applicabile in generale. Questo metodo è ora largamente usato per isolare isotopi per la ricerca scientifica. Isotopi di purezza relativamente alta si possono ora ottenere in milligrammi col metodo della separazione elettromagnetica.

REAZIONI DI SCAMBIO In semplici reazioni chimiche di scambio, tra composti contenenti diversi isotopi, la costante di equilibrio differisce leggermente dall'unità e ne può risultare una lieve separazione isotopica. Cosí nella reazione catalizzata tra idrogeno e vapor d'acqua troviamo che l'acqua acquista idrogeno pesante in proporzione tre volte maggiore di quella presente nell'idrogeno gassoso. Usando sistemi a flusso continuo con parecchi passaggi di correnti in serie, sono state separate con questo metodo grandi quantità di acqua pesante.

Lo stesso metodo è stato usato con altre reazioni. Per esempio nell'equilibrio gassoso tra monossido di carbonio e biossido di carbonio, la costante di equilibrio della reazione

$$^{13}CO + {}^{12}CO_2 = {}^{12}CO + {}^{13}CO_2$$

supera l'unità, essendo 1,098 a 273 °K e 1,029 a 600 °K. Adoperando questo metodo può essere ottenuta la separazione di ^{13}C, benché sia necessario un impianto complesso.

ELETTROLISI Se viene elettrolizzata una soluzione acquosa diluita, si sviluppa idrogeno al catodo e si trova che l'aliquota di idrogeno pesante sviluppato elettroliticamente è inferiore a quella di idrogeno leggero, che è molto piú abbondante. Se una soluzione acquosa viene elettrolizzata per molto tempo, nella cella elettrolitica viene a trovarsi una concentrazione di "acqua pesante". In pratica la soluzione viene elettrolizzata sino a che è concentrata, e dopo una successiva diluizione ciò si ripete sino a quando rimane solo 1/9000 del volume d'acqua. Il residuo è allora acqua pesante al 90 per cento. Una ulteriore riduzione del volume a 1/25 000 porta ad una concentrazione di acqua pesante pura al 99,9 per cento, cioè ad una separazione isotopica praticamente completa. Questo procedimento richiede enormi quantità di energia elettrica poiché 30 000 ampere-ora producono soltanto 1 grammo di acqua pesante. Gli impianti che hanno avuto piú successo sono stati costruiti in Norvegia e il metodo è praticamente efficace solo con l'idrogeno. La separazione dell'idrogeno pesante occupa un posto speciale essendo la piú facile da realizzare grazie al favorevole rapporto di massa. Il risultato è che l'acqua pesante è oggi un prodotto commerciale relativamente a buon mercato. Mediante essa si può introdurre idrogeno pesante nei legami di idrogeno delle strutture chimiche. La liberazione dell'idrogeno permette lo studio delle forze di legame di ogni elemento ed ha aperto un nuovo vasto campo all'analisi chimica.

5.
La teoria dei quanti

LE DIFFICOLTÀ DELLA TEORIA CLASSICA DELLA RADIAZIONE Verso la fine del diciannovesimo secolo si era creata una situazione contraddittoria in relazione alla teoria della radiazione del *corpo nero*. Per definizione, si dice "corpo nero" un corpo che *assorbe completamente* tutte le radiazioni che lo colpiscono, o, viceversa, quando viene riscaldato, si comporta come *corpo perfettamente irradiante*. La teoria elettromagnetica classica dell'irraggiamento termico si può applicare per il calcolo della densità di radiazione in una cavità circondata da un corpo nero mantenuto ad una temperatura uniforme. Un tale radiatore emetterà, secondo la teoria classica, energia di radiazione di lunghezza d'onda variabile con continuità. Rayleigh e Jeans hanno ricavato una formula che dà l'energia di radiazione per unità di volume dell'etere in equilibrio in una tale cavità, in un intervallo di lunghezze d'onda che si estende fra λ e $\lambda - d\lambda$.

Nella deduzione di Jeans di questa legge della radiazione, questa si immagina suddivisa in treni d'onda monocromatici e si determina il numero di tali treni, o gradi di libertà equivalenti, compresi fra le lunghezze d'onda λ e $\lambda - d\lambda$. L'energia che compete a ciascun grado di libertà è conosciuta dalla teoria statistica generale, quindi si può ricavare la densità dell'energia della radiazione.

Supponiamo che la radiazione di lunghezza d'onda λ formi onde stazionarie, essendo rinchiusa fra due pareti perfettamente riflettenti separate da una distanza x. Allora $x = n\lambda/2$ dove n è un numero intero. Consideriamo ora una scatola cubica a pareti perfettamente riflettenti di spigolo a e la radiazione in essa racchiusa che produce onde stazio-

narie. Allora

$$la = n_1\lambda/2\,,$$
$$ma = n_2\lambda/2\,,$$
$$na = n_3\lambda/2\,,$$

dove n_1, n_2, n_3 sono numeri interi e l, m, n sono i coseni direttori della direzione della radiazione — poiché, solamente quando sono soddisfatte queste condizioni, gli spigoli del cubo rimarranno permanentemente nodi di vibrazione. Quadrando e sommando, otteniamo

$$a^2(l^2+m^2+n^2) = \lambda^2(n_1^2+n_2^2+n_3^2)/4\,;$$

poiché $$l^2+m^2+n^2=1\,,$$

allora $$(n_1^2+n_2^2+n_3^2)/a^2 = 4/\lambda^2 = 4\nu^2/c^2\,,$$

quindi $$\nu = (n_1^2+n_2^2+n_3^2)^{1/2}c/2a\,,$$

dove ν è la frequenza e c la velocità della radiazione.

Il numero delle vibrazioni stazionarie possibili che compaiono fra i limiti di frequenza ν e $\nu+\mathrm{d}\nu$, corrispondenti alle lunghezze d'onda λ e $\lambda-\mathrm{d}\lambda$, può essere trovato per mezzo di una costruzione grafica. Usando un sistema di assi ortogonali (fig. 1) si assumono i valori $n_1c/2a$,

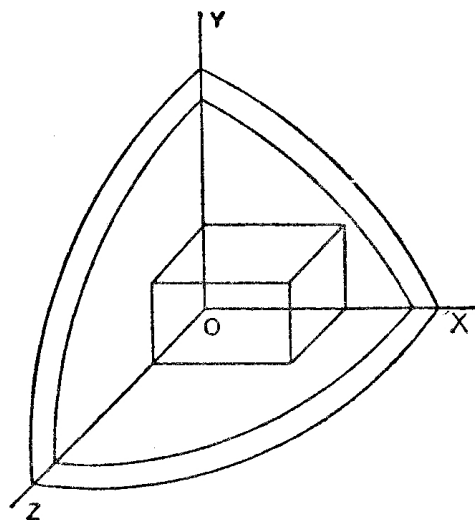



Figura 1

$n_2c/2a$, $n_3c/2a$ come coordinate x, y, z. Si ha cosí un reticolo di punti a forma di cubo, nel quale la distanza di un punto dall'origine risulta eguale (secondo la formula ricavata sopra) a ν. Il numero totale delle combinazioni dei valori di n tali che

$$\nu < (n_1^2+n_2^2+n_3^2)^{1/2}c/2a < \nu+\mathrm{d}\nu$$

è dato dal numero di punti giacenti in un *ottante* fra le sfere di raggi ν e $\nu+\mathrm{d}\nu$. Il volume completo dello strato sferico è $4\pi\nu^2\mathrm{d}\nu$. Il volume del reticolo cubico elementare corrispondente a una vibrazione è quello dato da $n_1=n_2=n_3=1$, cioè esso è $(c/2a)^3$. Di conseguenza, il numero totale di vibrazioni indipendenti in un cubo di volume a^3 è

$$4\pi\nu^2\mathrm{d}\nu/8(c/2a)^3\,.$$

Il numero delle vibrazioni per unità di volume è allora

$$4\pi\nu^2\mathrm{d}\nu/c^3$$

senza tener alcun conto della polarizzazione. Tuttavia, considereremo le onde stazionarie polarizzate perpendicolarmente fra di loro come modi distinti di vibrazione. Il numero sopra trovato deve essere perciò *raddoppiato*, quindi il numero totale delle vibrazioni, o dei treni d'onda equivalenti, è

$$8\pi\nu^2\mathrm{d}\nu/c^3\,.$$

Una vibrazione dell'etere, o un treno d'onde, deve essere considerato come un sistema dinamico nel quale l'energia cinetica media è uguale all'energia potenziale media, entrambe essendo eguali a $kT/2$, dove k è la costante di Boltzmann (la costante dei gas R divisa per il numero di Avogadro) e T la temperatura assoluta. Essendo kT la densità di radiazione, l'energia totale per ogni modo di vibrazione è perciò

$$\mathrm{d}E = 8\pi\nu^2\mathrm{d}\nu kT/c^3 = 8\pi kT\lambda^{-4}\mathrm{d}\lambda\,. \qquad [1]$$

Questa è la formula della radiazione secondo la meccanica classica di Rayleigh-Jeans.

Secondo tale espressione, l'energia irradiata (da un corpo nero) in un dato campo di lunghezze d'onda $\mathrm{d}\lambda$ aumenta rapidamente col diminuire di λ e in effetti tende all'infinito per lunghezze d'onda abbastanza picn

cole. *La curva di distribuzione della radiazione osservata sperimentalmente è in completo disaccordo con questa conclusione.* Inoltre, l'energia trasportata da tutte le lunghezze d'onda (emissione continua) è

$$\int dE = \int_0^\infty 8\pi kT\lambda^{-4} d\lambda,$$

dove λ varia da zero all'infinito. L'integrale è uguale a infinito per ogni valore di T all'infuori di T nullo, il che, interpretato fisicamente, significa che *l'energia totale irradiata nell'unità di tempo per unità di area è infinita per tutte le temperature.* È chiaro che questa conclusione è completamente falsa. Entrambe le conclusioni sono errate ed entrambe falliscono completamente nello spiegare la dipendenza della radiazione dalla temperatura. La legge di Stefan-Boltzmann, che è stata confermata dall'esperienza, mostra che l'irraggiamento termico è proporzionale a T^4 e le osservazioni di Lummer e Pringsheim sull'irraggiamento del corpo nero non obbediscono alla legge di Rayleigh-Jeans.

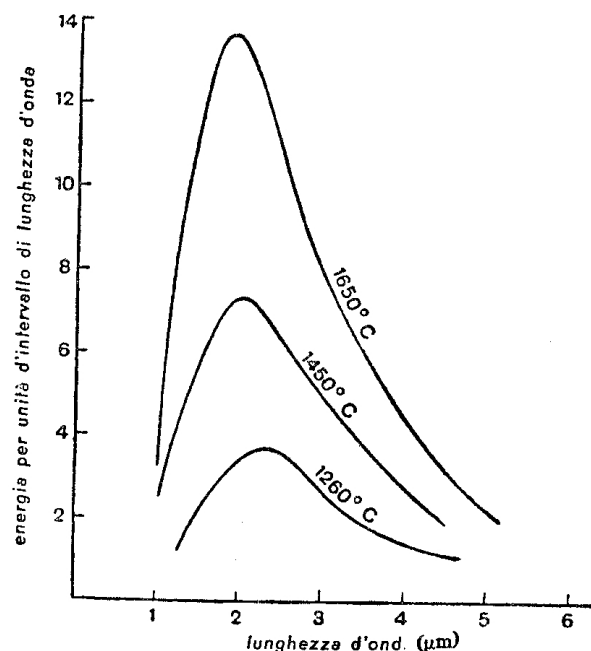



Figura 2

Un corpo nero non esiste in natura, ma se ne può costruire un equivalente, poiché è evidente che la radiazione uscente da una piccola apertura di una cavità quasi completamente chiusa riscaldata uniformemente è equivalente alla radiazione di un corpo nero. Nel 1897 Lummer e Pringsheim, per mezzo di un bolometro, misurarono la distribuzione delle lunghezze d'onda nello spettro dell'energia emessa da un tale radiatore (riguardato come un corpo nero). Le curve di radiazione furono misurate per temperature di emissione differenti fra 1000 °C e 1650 °C. Le curve trovate sono disegnate nella figura 2. In realtà la formula di Rayleigh-Jeans può interpretare le curve per valori di λ sufficientemente grandi, ma per piccoli λ si ha evidentemente un netto disaccordo. La quantità di energia irradiata ad una certa temperatura è proporzionale a T^4, il che corrisponde alla legge di Stefan, e non è, naturalmente, infinita. Poiché la deduzione matematica della formula classica è priva di errori, la contraddizione con l'esperienza può significare soltanto che le ipotesi fondamentali impiegate per dedurre l'espressione sono errate.

DIFFICOLTÀ DELLA TEORIA CLASSICA DEI CALORI SPECIFICI Secondo la teoria cinetica, che è fondata su considerazioni statistiche e termodinamiche, l'energia media di ogni grado di libertà di una molecola di gas alla temperatura T è $kT/2$, essendo k la costante di Boltzmann. In un gas monoatomico vi sono tre gradi di libertà, in modo che l'energia totale media per ogni particella è $3 \cdot kT/2$. Un solido si immagina costituito di atomi individuali, parzialmente legati ai loro vicini, ma che tuttavia possono risuonare e vibrare del tutto liberamente quando si somministri del calore. Se supponiamo vi siano N atomi in una grammo-molecola, l'energia cinetica di oscillazione per questa quantità sarà $3kTN/2$, che equivale a $3RT/2$ poiché $k = R/N$. L'energia potenziale media per ciascuna delle tre componenti di vibrazione sarà $kT/2$ per ogni particella (si può dimostrare che l'energia potenziale media è eguale all'energia cinetica media). Quindi l'energia totale è $E = 3RT$ Per definizione, il calore specifico a volume costante è $(\delta E/\delta T)_v = 3R$. Da questo ragionamento consegue che i calori specifici di tutti i solidi dovrebbero essere eguali e indipendenti dalla temperatura.

Il valore numerico di $3R$ è di 5,96 calorie per grammo-molecola e questo procedimento fu ritenuto una conferma teorica della primitiva legge di Dulong e Petit, secondo la quale la capacità termica della grammo-molecola nella maggior parte degli elementi solidi è approssimativamente uguale a 6. Tuttavia, questa legge fallisce completamente quando viene applicata a elementi leggeri come il carbonio, e viene meno in generale a basse temperature, poiché i calori specifici tendono a zero al tendere della temperatura allo zero assoluto. Questo fallimento non può essere spiegato dalla teoria classica dell'assorbimento termico la quale richiede che un corpo possa assorbire calore continuamente in quantità infinitamente piccole, in modo che di nuovo appare chiaramente che i presupposti fondamentali del punto di vista classico sono errati.

LA TEORIA DEI QUANTI Il fallimento dei metodi classici nello spiegare le curve di radiazione e i risultati sui calori specifici, portò alla condanna dei presupposti fondamentali della fisica classica, e nel 1900 Planck propose una ipotesi rivoluzionaria con la quale egli dedusse la vera legge dell'irraggiamento termico. Questa ipotesi, conosciuta come teoria dei quanti, ha profondamente alterato l'intero panorama della fisica, sviluppatasi alla fine del diciannovesimo secolo partendo dall'ipotesi della continuità dell'energia. Il cambiamento radicale di Planck consistette nell'introduzione del concetto di atomicità del regno dell'energia. Egli fece quattro ipotesi fondamentali, e cioè:

1) Un corpo nero contiene degli oscillatori armonici semplici che possono vibrare con tutte le frequenze possibili.

2) La frequenza irradiata da un oscillatore è uguale alla frequenza meccanica.

3) L'emissione della radiazione ha luogo a intervalli discreti, e l'ampiezza rimane costante nei periodi di emissione.

4) Un oscillatore che emette una frequenza ν può irradiare solamente in unità, o quanti, di grandezza $h\nu$, dove h è una costante universale.

La quarta ipotesi è la piú rivoluzionaria; essa suppone infatti che l'energia possa essere irradiata solamente in quantità discrete, o pacchetti, e non in quantità variabili con continuità. La costante h si chiama ora costante di Planck.

LA TEORIA QUANTISTICA DELL'IRRAGGIAMENTO TERMICO Consideriamo un corpo nero che contenga una grande quantità di oscillatori lineari che possono vibrare solamente per valori di energia interi 0, $h\nu$, $2h\nu$, $3h\nu, \ldots, nh\nu, \ldots$ Siano presenti N_0 oscillatori aventi energia eguale a zero. Dalla teoria cinetica della equipartizione dell'energia, il numero degli oscillatori con energia ε è dato da $N_0 \exp[-\varepsilon/kT]$, quindi il numero degli oscillatori con energia $h\nu$, $2h\nu$, $3h\nu, \ldots, nh\nu, \ldots$ è rispettivamente eguale a $N_0 e^{-x}$, $N_0 e^{-2x}$, $N_0 e^{-3x}, \ldots, N_0 e^{-nx}, \ldots$ dove $x = h\nu/kT$. La somma di tutti questi numeri dà N, cioè il numero totale dei risuonatori presenti di una data frequenza fondamentale; abbiamo cosí

$$\begin{aligned} N &= N_0 + N_0 e^{-x} + N_0 e^{-2x} + N_0 e^{-3x} + \ldots + N_0 e^{-nx} \ldots \\ &= N_0(1 + e^{-x} + e^{-2x} + e^{-3x} + \ldots + e^{-nx} \ldots)\,. \end{aligned} \qquad [2]$$

La serie è uguale a $(1-e^{-x})^{-1}$ in modo che

$$N = N_0/(1-e^{-x})\,. \qquad [3]$$

La quantità totale di energia associata agli $N_0 e^{-x}$ risuonatori, ciascuno con energia $h\nu$, è $h\nu \cdot N_0 e^{-x}$, e in modo analogo quella associata ai risuonatori di energia $2h\nu$ è $2h\nu \cdot N_0 e^{-2x}$, ecc. Sommando l'energia di tutti i risuonatori presenti di frequenza ν, si ha

$$\begin{aligned} E &= 0 \cdot N_0 + h\nu \cdot N_0 e^{-x} + 2h\nu \cdot N_0 e^{-2x} + 3h\nu \cdot N_0 e^{-3x} + \ldots + nh\nu \cdot N_0 e^{-nx} \\ E &= h\nu \cdot N_0 e^{-x}(1 + 2e^{-x} + 3e^{-2x} + \ldots + ne^{-(n-1)x} + \ldots) \\ E &= h\nu \cdot N_0 e^{-x}(1-e^{-x})^{-2} \\ E &= h\nu \cdot N_0 e^{-x}/(1-e^{-x})^2\,. \end{aligned}$$

Sostituendo $N = N_0/(1-e^{-x})$ — equazione [3] — abbiamo

$$\begin{aligned} E &= h\nu N e^{-x}/(1-e^{-x}) \\ E &= h\nu \cdot N/(e^{x}-1)\,. \end{aligned}$$

Infine, sostituendo x con $h\nu/kT$ otteniamo

$$E = h\nu \cdot N/(\exp[h\nu/kT]-1)\,. \qquad [4]$$

Da questa espressione l'energia media per un risuonatore di frequenza ν è

$$E' = h\nu/(\exp[h\nu/kT]-1)\,. \qquad [5]$$

Per ottenere la legge di distribuzione dell'energia di Planck, si deve moltiplicare l'energia di ogni oscillatore per il numero effettivo degli oscillatori di data frequenza contenuti nell'unità di volume. Questo darà l'energia per unità di volume. Il numero di oscillatori contenuti nell'intervallo di lunghezza d'onda $\lambda \to \lambda - d\lambda$ è eguale a $8\pi\lambda^{-4}d\lambda$, quindi la legge di distribuzione diviene

$$dE = 8\pi\lambda^{-4}d\lambda \cdot h\nu/(\exp[h\nu/kT] - 1) \qquad [6]$$

o in termini di λ

$$dE = 8\pi hc\lambda^{-5}d\lambda/(\exp[hc/k\lambda T] - 1).$$

Quando λ è grande, o piú precisamente quando $h\nu$ è piccolo in confronto a kT, il fattore

$$\exp[h\nu/kT] - 1 \text{ tende a } h\nu/kT.$$

Dalla (5) si vede che in questo caso l'energia media E di un grado di libertà diventa eguale a kT (indipendente dalla frequenza); questo è pure il valore derivato per via classica. Per questa ragione la legge di distribuzione dedotta dalla teoria dei quanti darà lo stesso risultato numerico di quella dedotta per via classica, quando si consideri una radiazione di grande lunghezza d'onda.

Se la formula di Planck si scrive nella forma

$$dE = (8\pi kT\lambda^{-4} \cdot d\lambda) \cdot \{(h\nu/kT)/(\exp[h\nu/kT] - 1)\},$$

il primo termine fra parentesi equivale alla formula di Rayleigh-Jeans, per cui si può concludere che la formula della teoria dei quanti si può ottenere dalla formula classica moltiplicando questa ultima per il fattore $(h\nu/kT)/(\exp[h\nu/kT] - 1)$, che si può chiamare il fattore di moltiplicazione di Planck.

La legge di Planck si applica in verità molto bene alle curve di radiazione date dall'esperienza. Differenziando si ricava che l'energia per unità di intervallo di lunghezza d'onda ha un valore massimo per una data lunghezza d'onda (T costante), che è quella osservata nelle curve sperimentali nella figura 2. Wien ha per primo postulato la sua "legge dello spostamento", secondo la quale il prodotto della temperatura per la lunghezza d'onda del massimo corrispondente a questa temperatura

è costante. Le lunghezze d'onda dei massimi per le diverse temperature si possono misurare con le curve di Lummer e Pringsheim, cosí si può determinare la costante. Si è cosí trovato sperimentalmente che $\lambda_{max}T = 0{,}294$. Derivando l'equazione di Planck rispetto a λ (mantecendo costante T e ponendo per h, k, c i valori correnti) si è trovato nhe il massimo di λ si ha quando $\lambda T = 0{,}288$, ciò che è in accordo eccellente con il valore osservato, quando si tenga conto degli errori sperimentali. Da ciò si vede come la teoria dei quanti, relativa all'irraggiamento termico, abbia avuto un completo successo dove invece la teoria classica era fallita. Perciò ci si poteva attendere che le considerazioni basate sulla teoria dei quanti conducessero a una soluzione delle difficoltà relative ai calori specifici. Tale previsione fu confermata.

LA TEORIA QUANTISTICA DEI CALORI SPECIFICI La legge di Dulong e Petit per i calori specifici dei solidi non è valida per basse temperature e per piccoli pesi atomici. Questo fatto è indicato chiaramente dalle curve di variazione del calore specifico con la temperatura (ricorderemo che la teoria classica prevede che il calore specifico sia indipendente dalla temperatura). Nella figura 3 si vedono le curve dei calori specifici di

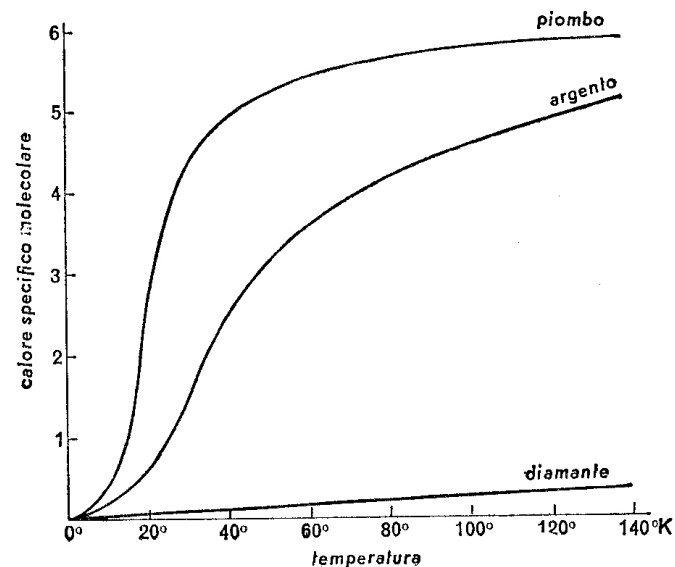



Figura 3

alcune sostanze. Le proprietà generali delle curve sono le seguenti. A temperatura ordinaria e a temperatura elevata i calori specifici convergono a $3R$, ma tendono a zero per basse temperature. Partendo dallo zero assoluto, per un breve tratto i calori specifici sono esattamente proporzionali a T^3. Questa proprietà si chiama legge di Debye ed è generalmente applicabile. È di grande importanza il fatto che tutte le curve per le diverse sostanze hanno esattamente la stessa forma e si possono fare coincidere modificando in modo opportuno la scala delle temperature. Questo significa che $C_v=f(\theta/T)$, dove f è la stessa funzione per tutti i corpi e θ è una temperatura caratteristica di ciascun corpo. Cosí, se θ_1 e θ_2 sono le temperature caratteristiche di due sostanze e se T_1 e T_2 sono le temperature per le quali i rispettivi valori di C_v sono i medesimi per entrambi, allora dalla identità delle funzioni segue

$$\theta_1/T_1=\theta_2/T_2\,.$$

Einstein, visto il fallimento della teoria classica, nel 1907 per tentare una spiegazione impiegò la teoria dei quanti. Egli suggerí l'idea che, per analogia con la formula della radiazione, l'espressione dei calori specifici, mediante la teoria dei quanti, si sarebbe potuta ottenere se si fosse moltiplicato per il fattore di Planck il valore dell'energia di ogni particella. Siccome il valore dell'energia per una grammo-molecola, secondo la teoria classica, è $3RT$, in base all'ipotesi di Einstein, l'energia data dalla teoria dei quanti è

$$E=3RT(h\nu/kT)/(\exp[h\nu/kT]-1)\,.$$

Se T è grande in confronto a $h\nu/k$ (che si può pensare come la temperatura caratteristica θ), l'energia tende a $3RT$, cioè al valore classico. Se, tuttavia, T non è grande, allora l'espressione del calore specifico si otterrà derivando, e sarà

$$C_v=(\delta E/\delta T)_v=3R\cdot\exp[h\nu/kT]\,(h\nu)^2\big/\{kT(\exp[h\nu/kT]-1)\}^2\,.$$

Questa equazione per i calori specifici fornisce curve di temperature molto simili a quelle trovate sperimentalmente, ma fallisce per basse temperature che si avvicinano allo zero assoluto. Il disaccordo è dovuto al fatto di aver trascurato le forze mutue esercitate dagli atomi gli uni

sugli altri. Nel 1912 Debye sviluppò una formula dei calori specifici che è in accordo eccellente con l'esperienza nell'intero campo delle temperature osservabili.

LA TEORIA DI DEBYE DEI CALORI SPECIFICI Nella teoria di Debye si suppone che un solido sia un corpo elastico, e si prendono in considerazione le vibrazioni dell'intero corpo. Mediante la teoria delle vibrazioni, si può dimostrare che il numero delle vibrazioni indipendenti per unità di volume, situate nel campo delle frequenze fra $\nu+d\nu$ e ν, è $4\pi(1/c_l^3+2/c_t^3)\nu^2 d\nu$, dove c_l è la velocità di propagazione delle onde longitudinali e c_t quella delle onde trasversali. Si deve osservare che possono essere trasmessi tre tipi di vibrazioni indipendenti, uno longitudinale e due trasversali (le onde longitudinali non possono essere polarizzate, mentre le onde trasversali possono esserlo); di qui il fattore 2 che compare nel termine relativo a c_t. Se indichiamo con V il volume di una grammo-molecola del solido considerato, il numero delle vibrazioni di questa quantità di sostanza sarà

$$4\pi V(1/c_l^3+2/c_t^3)\nu^2\,d\nu\,. \qquad [7]$$

Dalla teoria fondamentale dei quanti, l'energia media — vedi equazione [5] — per una vibrazione di frequenza ν è uguale a $h\nu/(\exp[h\nu/kT]-1)$, quindi l'energia in un solido per frequenze fra $\nu+d\nu$ e ν è

$$dE=4\pi V(1/c_l^3+2/c_t^3)h\nu^3\,d\nu/(\exp[h\nu/kT]-1)\,. \qquad [8]$$

Se il solido si dovesse considerare continuo, i valori possibili che si potrebbero attribuire a ν sarebbero infiniti e, per ottenere l'energia totale associata al corpo, sarebbe necessario integrare fra zero e infinito. Ma qui Debye prende in considerazione la struttura atomica della materia, supponendo che le frequenze possano raggiungere solamente un limite superiore definito ν_m. Questo limite viene scelto in modo tale che il numero totale delle possibili vibrazioni indipendenti sia eguale al numero delle vibrazioni degli atomi separati nel solido. Se nel volume V vi sono N_0 atomi, il numero delle vibrazioni possibili sarà eguale a $3N$, perché ogni atomo ha tre gradi di libertà di direzione. Tuttavia, il numero totale delle vibrazioni è anche dato dall'integrale dell'equazione $[7]_0$

quindi abbiamo

$$3N_0 = \int_0^{\nu_m} 4\pi V(1/c_l^3 + 2/c_t^3)\nu^2 \mathrm{d}\nu$$

da cui

$$3N_0 = \frac{4\pi}{3} V(1/c_l^3 + 2/c_t^3)\nu_m^3$$

perciò $$(1/c_l^3 + 2/c_t^3) = 9N_0/4\pi V\nu_m^3 . \qquad [9]$$

Sostituendo nell'equazione [8] si ha

$$\mathrm{d}E = 9N_0 h\nu^3 \mathrm{d}\nu/\nu_m^3(\exp[h\nu/kT] - 1) .$$

Integrando, si avrà l'energia totale associata al solido

$$E = \frac{9N_0}{\nu_m^3} \int_0^{\nu_m} h\nu^3 \mathrm{d}\nu/(\exp[h\nu/kT] - 1) . \qquad [10]$$

Se ora l'equazione [10] si deriva rispetto a T, si ottiene la seguente espressione per il calore specifico:

$$C_v = (\delta E/\delta T)_v = \frac{9N_0}{\nu_m^3} \int_0^{\nu_m} h^2\nu^4 \exp[h\nu/kT]\mathrm{d}\nu/\{kT^2(\exp[h\nu/kT] - 1)^2\} .$$

Questa espressione può essere integrata per parti e poi si può tracciarne il grafico. Essa si può riscrivere nella forma

$$C_v = \frac{9N_0 k}{(h\nu_m/kT)^3} \int_0^{\nu_m} (h\nu/kT)^4 \exp[h\nu/kT]\, \mathrm{d}(h\nu/kT)/(\exp[h\nu/kT] - 1)^2$$

dalla quale si può vedere che il secondo membro dell'espressione è funzione solamente di $h\nu_m/kT$, da cui

$$C_v = f(h\nu_m/kT)$$
$$= f(\theta/T) \quad \text{dove} \quad \theta = h\nu_m/k .$$

La prima considerazione interessante è che la legge ora ricavata per il calore specifico è esattamente eguale a quella dedotta per via empi-

rica dalle curve sperimentali nella figura 3. La quantità θ implica solamente le costanti universali h e k e la frequenza ν_m, che dipende dalla particolare sostanza presa in considerazione. Se la funzione di Debye si integra numericamente, per esempio per il rame, la curva che si ottiene, disegnata nella figura 4, è in esatto accordo con i valori del calore spe-

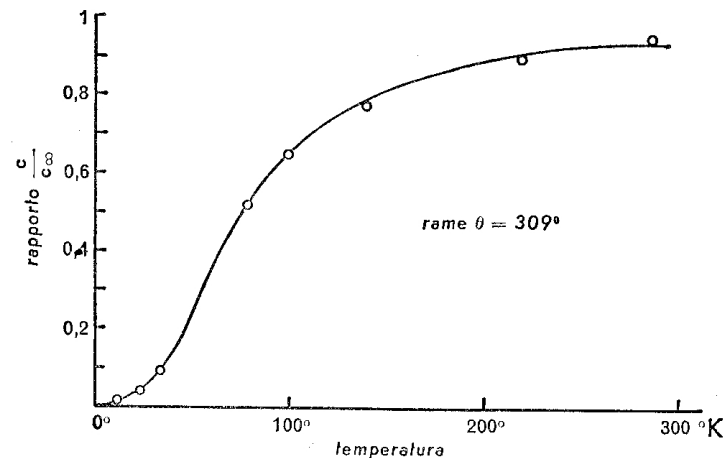



Figura 4

cifico determinati sperimentalmente. Per alcune sostanze si può calcolare il valore di θ dalle misure del calore specifico. Tuttavia, dall'equazione [9],

$$\nu_m^3 = 9N_0/4\pi V(1/c_l^3 + 2c_t^3) ,$$

quindi θ si può calcolare indipendentemente, conoscendo le costanti elastiche della sostanza. I valori così trovati sono in completo accordo con quelli trovati per via termica. Quando T è piccolo, l'equazione di Debye diviene approssimativamente

$$C_v = \pi^4 \cdot 12R \cdot T^3/5\theta^3$$

che costituisce la spiegazione teorica della legge T^3 di Debye per le basse temperature.

Rigorosamente parlando, la teoria di Debye spiegata ora è applicabile solamente ai corpi isotropi in cui tutti gli atomi sono identici, ma si può anche estendere in modo da includere i cristalli e i composti

chimici. Per i corpi anisotropi si debbono usare tre termini, ciascuno con un diverso valore di θ, corrispondenti ai tre assi principali. Nel caso dei cristalli si deve tener conto del reticolo, introducendo tre termini θ, e anche di alcuni altri derivati dalle frequenze individuali. In effetti i tre termini di Debye corrispondono alla vibrazione delle molecole nel loro complesso, ma in piú è necessario aggiungere i termini che rappresentano le vibrazioni degli atomi individuali nella molecola. Poiché questi vibrano come oscillatori semplici, questi termini aggiunti saranno identici a quelli dedotti da Einstein nella sua formula del calore specifico. Le formule che includono i termini di Debye e di Einstein si accordano praticamente con tutti i valori osservati dei calori specifici dei composti chimici e dei cristalli.

L'EFFETTO FOTOELETTRICO Non daremo qui una dettagliata discussione dell'effetto fotoelettrico, ma ne tratteremo brevemente a questo punto, perché la spiegazione di esso, dovuta ad Einstein, rappresentò un passo importante nella prima fase di sviluppo della teoria dei quanti. Se superfici metalliche sono colpite dalla luce o da raggi X, vengono emessi elettroni dai metalli. Per qualsiasi superficie particolare, irradiata con luce di frequenze differenti, si è trovato che l'energia cinetica degli elettroni emessi *non* dipende dalla intensità della luce, ma varia linearmente con la *frequenza*. Questo si può esprimere come $mv^2/2 = h\nu - P$, dove $mv^2/2$ è l'energia cinetica dell'elettrone, ν la frequenza della radiazione, h una costante. P è la quantità di lavoro necessario per estrarre l'elettrone dal metallo e varia da sostanza a sostanza. La costante h ha esattamente lo stesso valore della costante di radiazione di Planck e si deve identificarla con questa. Cosí, quando un quanto di energia $h\nu$ strappa un elettrone da una superficie metallica, si deve compiere un lavoro e l'eccesso di energia ricompare come energia cinetica dell'elettrone.

L'intensità del fascio di luce non ha assolutamente alcun effetto sulla *energia* degli elettroni individuali emessi, ma esso fa variare solamente *il numero* totale degli elettroni emessi. Alcuni esperimenti eseguiti con debolissimi raggi di luce mostrarono che l'effetto fotoelettrico ha inizio non appena il metallo viene irradiato (o almeno entro

3×10^{-9} secondi). Einstein osservò come in taluni di questi esperimenti il raggio usato fosse cosí debole che sarebbero state necessarie molte ore di illuminazione prima che una quantità di energia eguale ad $h\nu$ potesse cadere sopra un singolo atomo; tuttavia contrariamente a ciò l'effetto era istantaneo. Il calcolo di Einstein era basato sull'ipotesi che l'energia fosse distribuita uniformemente sul fronte d'onda sferico del raggio, come richiede la teoria classica. Poiché l'emissione fotoelettrica è istantanea, e siccome è effettivamente richiesta una quantità di energia $h\nu$ per l'emissione di un elettrone di energia cinetica $mv^2/2$, Einstein fu indotto a concludere che l'energia $h\nu$ non si propaga come un'onda ma piuttosto come una particella viaggiante in un'unica direzione. Non vi è diffusione laterale, in modo che il quanto di energia, che ha mantenuta la sua individualità durante tutto il percorso per quanto lungo esso sia, può essere assorbito da ogni atomo con il quale venga ad urtare. Il quanto di luce o fotone, come esso si chiama, è praticamente simile a un proiettile che viaggia con la velocità della luce.

Si vede cosí che l'effetto fotoelettrico fornisce una prova decisiva a sostegno della teoria dei quanti e suggerisce l'idea di una estensione della ipotesi di Planck. Poiché l'energia non è solamente irradiata in quantità discrete, ma queste quantità individuali viaggiano come pacchetti separati di energia piuttosto che sotto forma di vibrazioni propagantisi come onde. L'assorbimento di un quanto di radiazione si può ora comprendere piú facilmente, perché l'energia radiante urta contro una superficie assorbente sotto la forma di una pioggia di quanti ed evidentemente deve essere assorbita in quantità intere.

LO SPETTRO DELL'IDROGENO Da molto tempo si sa che l'idrogeno, il quale, avendo l'atomo piú leggero, è il meno complesso nella sua struttura interna, emette uno spettro a righe che presenta una regolarità definita. Lo spettro a righe, nella regione visibile, dell'idrogeno consiste in quattro righe formanti una serie regolare, che si avvicinano gradualmente. Effettivamente questa serie si estende nella regione dell'ultravioletto, infatti le linee divengono progressivamente piú vicine e piú deboli finché spariscono. Lo spettro dell'idrogeno si vede nella tavola 2*a*. Le righe della serie sono chiamate rispettivamente H_α, H_β, H_γ, H_δ, ecc.;

sono state misurate fino a trentatré righe. La posizione di una riga è indicata dando la sua lunghezza d'onda λ in unità ångstrom ($1\,\text{Å} = 1 \times 10^{-8}$ cm), però spesso è piú conveniente per ragioni di calcolo usare il reciproco della lunghezza d'onda che si chiama il numero d'onda ν'. Cosí $1/\lambda = \nu'$ e siccome ν' è l'inverso di una lunghezza esso si misura in cm^{-1}. Per esempio, la lunghezza d'onda di H_α si può trasformare nel modo seguente in numeri d'onda:

$$\lambda = 6562{,}8 \times 10^{-8}\ \text{cm}, \quad \text{quindi} \quad \nu' = 1/\lambda = 15253\ \text{cm}^{-1}.$$

Sebbene lo spettro dell'idrogeno sia relativamente molto semplice, non fu trovata alcuna relazione fra le lunghezze d'onda delle righe finché Balmer nel 1885 scoprí che esse si collegavano con la formula

$$1/\lambda = \nu' = R(1/2^2 - 1/n^2),$$

dove R, una costante chiamata costante di Rydberg, è eguale a $109\,677\ \text{cm}^{-1}$. Da questa formula si possono ottenere le rispettive lunghezze d'onda delle righe H_α, H_β, H_γ, H_δ, ecc., dando ad n i valori 3, 4, 5, 6, ecc. Dalla natura della relazione, Balmer e Ritz sospettarono che potessero esistere altre serie con un primo termine diverso da $1/2^2$. Queste serie furono infatti trovate, la loro espressione generale è data da $\nu' = R(1/m^2 - 1/n^2)$. La posizione delle righe si può prevedere esattamente poiché R è conosciuto. Lyman trovò la prima serie con $m=1$ e $n=2, 3, 4$, ecc., situata nella regione avanzata dell'ultravioletto. La seconda serie, con $m=2$ e $n=3, 4, 5$, ecc., è la serie di Balmer. Paschen scoprí una terza serie nell'infrarosso con $m=3$ e $n=4, 5, 6$, ecc. e Brackett descrisse l'esistenza della serie $m=4$ e $n=5, 6, 7$, ecc., nell'estremo infrarosso.

Nelle righe spettrali degli altri atomi, sono state trovate serie simili a quelle dell'idrogeno; però in questi casi le righe sono spesso riunite e debbono essere rintracciate con vari mezzi. In tutte queste serie, il numero d'onda di una riga si può rappresentare come la differenza fra due termini. Se c è la velocità della luce, ν la frequenza della luce di lunghezza d'onda λ, abbiamo, per definizione, $c = \nu\lambda$ e $\nu' = \nu/c$. Da ciò segue che la frequenza di una riga è pure la differenza fra due termini. Il numero d'onda nella serie di Balmer è dato dalla differenza fra termini della forma R/m^2 e R/n^2. Questo fatto si applica a tutte le

serie ed è noto come il principio di combinazione di Ritz. Esso diede a Bohr la chiave che gli permise di spiegare gli spettri atomici in base alla teoria dei quanti.

DIFFICOLTÀ NEL CONCETTO CLASSICO DELLO SPETTRO DELL'IDROGENO

Le esperienze di Rutherford con le particelle radioattive lo portarono a concepire gli atomi costituiti di un piccolo nucleo massiccio carico positivamente circondato da elettroni periferici; sia il nucleo che gli elettroni sono molto piccoli in confronto al diametro dell'atomo nel suo complesso. La carica del nucleo dei diversi atomi è sempre un multiplo intero, Ze, della carica elettronica, e. Van den Broek propose che Z potesse essere eguale al numero atomico, che è il numero d'ordine che l'atomo occupa nel sistema periodico degli elementi, e questo fu confermato dalle misure di Moseley sugli spettri dei raggi X. Il piú semplice di tutti gli atomi è l'idrogeno che si può considerare formato di un nucleo relativamente massiccio, il protone, attorno al quale ruota un unico elettrone.

Secondo la meccanica classica, se un unico elettrone ruota seguendo un'orbita circolare attorno a un protone costituente il nucleo ed è soggetto a una forza di attrazione tra le cariche inversamente proporzionale al quadrato della distanza, deve irradiare energia, e durante l'irraggiamento il raggio dell'orbita deve cambiare. Come conseguenza di ciò, l'energia verrà irradiata sotto la forma di uno spettro continuo e non di uno spettro a righe discrete, come in realtà si osserva. Inoltre, l'equilibrio finale sarebbe solamente raggiunto con la caduta dell'elettrone nel nucleo. Perciò il punto di vista classico fallisce nel render conto della esistenza dello spettro a righe, e in piú, secondo tale punto di vista gli atomi sarebbero instabili, ciò che non corrisponde alla realtà. Si dovrebbe concludere che l'elettrone non è libero di scegliersi un'orbita qualunque, ma può muoversi solamente in certe orbite privilegiate. Queste orbite possono essere definite dalle condizioni quantiche; si suole dire che l'elettrone occupa orbite quantizzate.

LA TEORIA DI BOHR DELLO SPETTRO DELL'IDROGENO Per spiegare lo spettro dell'idrogeno mediante la teoria dei quanti, Bohr propose due postulati fondamentali:

1) Nell'atomo esistono degli stati stazionari. Fra il numero infinito di orbite che la teoria classica prevede, solamente un numero determinato, che obbedisce a condizioni specifiche, può essere occupato. L'elettrone può ruotare solamente in questi stati stazionari e solo in tali condizioni l'atomo può rimanere un tempo infinito senza irradiare.

2) L'elettrone può muoversi con un salto quantico da uno stato stazionario (o orbita) ad un altro, irradiando un quanto di radiazione nella transizione. Se l'energia dell'atomo in un primo stato stazionario è E_2 e quello nel secondo è E_1, l'energia irradiata è $E=E_2-E_1$, e, proprio come negli oscillatori di Planck, questa sarà eguale ad $h\nu$ dove ν è la frequenza dell'energia irradiata. Quindi $E_2-E_1=h\nu$. Questa si chiama la condizione della frequenza di Bohr.

Si osserverà che ν *non* è la frequenza del moto di rotazione orbitale in nessuno dei due stati stazionari. Trasformando la frequenza della radiazione in numeri d'onda, risulta

$$\nu'=\nu/c=E_2/hc-E_1/hc\,.$$

Cosí, come nella formula empirica che dà la serie di Balmer, il numero d'onda si esprime come la differenza fra due termini.

Applichiamo i postulati di Bohr al caso semplice di un nucleo massiccio di carica Ze (nell'idrogeno $Z=1$) e massa M, supposto in quiete. Un elettrone di massa m e di carica e ruota attorno a questo nucleo descrivendo una circonferenza di raggio r con velocità v. Perché si abbia l'equilibrio, l'attrazione elettrostatica deve fornire la forza centripeta in modo che

$$Ze\cdot e/r^2=mv^2/r \qquad [11]$$

$$r=Ze^2/mv^2\,. \qquad [12]$$

Se consideriamo nulla l'energia potenziale dell'atomo, quando l'elettrone è portato all'infinito, l'energia potenziale del sistema considerato deve essere eguale a $-Ze^2/r$, perché dobbiamo compiere un lavoro uguale a Ze^2/r per portare l'elettrone all'infinito. La somma dell'energia cinetica e potenziale, cioè l'energia totale del sistema, quindi risulta

$$E=mv^2/2-Ze^2/r\,. \qquad [13]$$

Sostituendo in questa la [11] abbiamo

$$E=-Ze^2/2r=-mv^2/2\,. \qquad [14]$$

A questo punto Bohr introduce una ipotesi completamente arbitraria, la cui sola giustificazione sta nel fatto che essa fornisce risultati corretti. Nella discussione sulla meccanica ondulatoria che seguirà, si potrà dimostrare che tutte queste ipotesi arbitrarie hanno una profonda base teorica. L'ipotesi che si fa qui è che nelle orbite possibili il momento angolare è quantizzato, e i valori possibili di questo sono multipli di $h/2\pi$. L'ipotesi si può esprimere cosí

$$mvr=nh/2\pi\,. \qquad [15]$$

n può assumere i valori 1, 2, 3, ecc., e si chiama il numero quantico principale dell'elettrone. Dividendo l'equazione [11] per la [15] risulta

$$v=Ze^2 2\pi/nh\,, \qquad [16]$$

e siccome dalla [14] si ha che l'energia totale per ogni orbita è eguale a $-mv^2/2$, l'energia della ennesima orbita è

$$E=-2\pi^2Z^2e^4m/n^2h^2\,. \qquad [17]$$

Cosí per i due stati stazionari E_1 e E_2 con n_1 e n_2 come numeri quantici principali, l'energia di transizione irradiata risulta

$$E_2-E_1=h\nu=(2\pi^2Z^2e^4m/h^2)(1/n_1^2-1/n_2^2)\,,$$

quindi, trasformando in numero d'onda ν' ($\nu'=\nu/c$), abbiamo

$$\nu'=(2\pi^2Z^2e^4m/h^3c)(1/n_1^2-1/n_2^2)\,.$$

Questa è la formula di Balmer per lo spettro dell'idrogeno, e la costante di Rydberg è uguale a $(2\pi^2Z^2e^4m/h^3c)$. Quando questa fu calcolata sulla base delle costanti che in essa sono comprese, che erano tutte conosciute, il numero ottenuto da Bohr fu 109 737 cm^{-1}, valore che è notevolmente vicino a quello dedotto dalla serie di Balmer, 109 677 cm^{-1}. Questo accordo costituisce una brillante conferma della teoria quantistica di Bohr sull'origine degli spettri.

Ritornando all'equazione [12] troviamo che il raggio dell'orbita r

è dato da $r = Ze^2/mv^2$, e siccome v è dato dalla [16] otteniamo

$$r = n^2(h^2/4\pi^2 Ze^2 m) \,. \qquad [18]$$

Il termine entro parentesi è costante, quindi i raggi delle possibili orbite che l'elettrone può occupare sono proporzionali ad n^2. Questo fatto è illustrato nella figura 5 che mostra pure la genesi delle varie serie. L'elettrone può essere portato ad un alto livello energetico mediante un sistema qualsiasi di eccitazione e poi ricade, nella serie di Balmer, al livello corrispondente ad $n = 2$. Il diagramma mostra come si formano le serie di Lyman, di Paschen, e di Brackett. Le orbite corrispondenti a $n = 1, 2, 3, 4$, ecc., si chiamano orbite K, L, M, N, ecc.

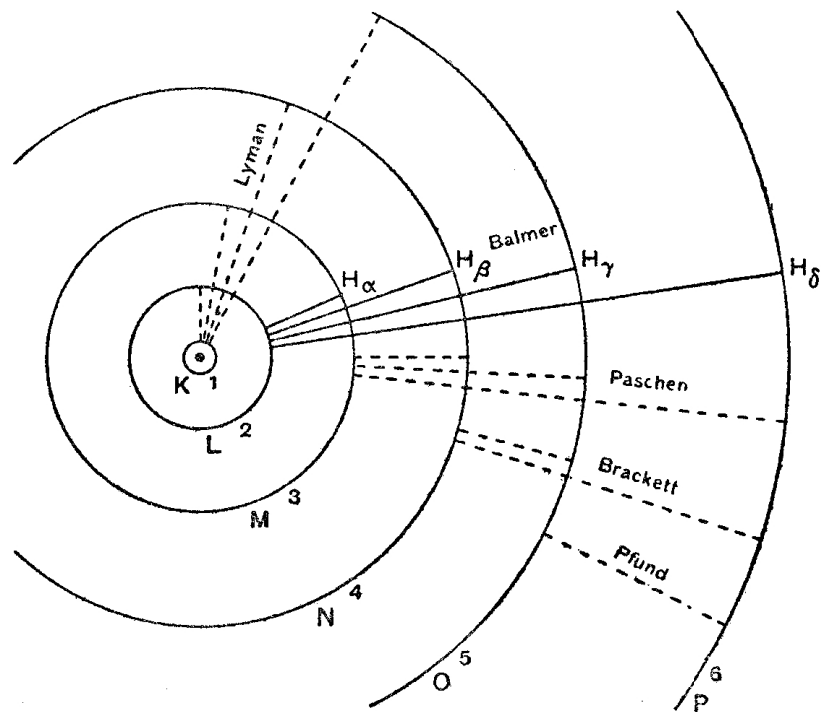



Figura 5

I raggi delle orbite si possono calcolare con l'equazione [17], e sostituendo i valori delle costanti, il raggio trovato per $n = 1$ risulta 0,528 Å, che è dello stesso ordine di grandezza del raggio dell'atomo dell'idrogeno ricavato con la teoria cinetica dei gas.

Cosí le diverse serie possono essere illustrate con diagrammi, indicando l'energia delle diverse orbite mediante linee orizzontali e le linee di transizione con linee verticali (fig. 6).

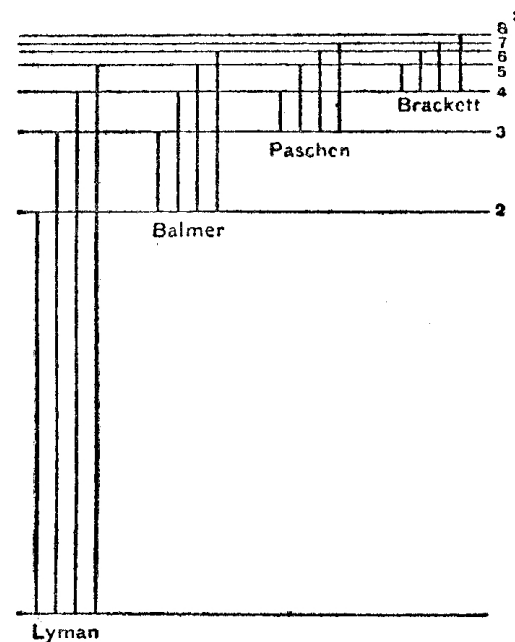



Figura 6

LA MECCANICA ONDULATORIA I princípi generali impiegati da Bohr sono stati estesi con successo ai moltissimi spettri piú complessi emessi dagli atomi con molti elettroni periferici. In tali atomi le interazioni fra gli elettroni complicano considerevolmente l'analisi. Nonostante queste difficoltà, si sono ottenuti grandi successi, perché le principali caratteristiche della massima parte degli spettri sono state spiegate in base alle orbite elettroniche subordinate alle condizioni quantiche di Bohr. Vi sono, tuttavia, certe divergenze che compaiono anche nel caso relativa nente semplice dell'elio, il quale ha solamente due elettroni esterni. Le condizioni quantiche proposte costituiscono dunque ipotesi molto arbitrarie il cui significato è difficile intendere nella sua essenza. Queste difficoltà sono state superate con lo sviluppo di nuovi metodi di ricerca, la "meccanica ondulatoria" e la "meccanica quantistica"; entrambi

questi metodi si riducono poi a forme matematiche diverse della stessa teoria.

Il principio fondamentale della meccanica ondulatoria, per la prima volta proposto da de Broglie, afferma che un elettrone o una particella in movimento sono associati a un moto ondulatorio. Tale moto ondulatorio ha una lunghezza d'onda definita λ data da $\lambda = h/mv$, dove h è la costante di Planck e mv l'impulso della particella. Le proprietà di un elettrone ruotante in un'orbita devono perciò essere studiate esaminando la distribuzione delle onde ad esso associate. Ciò che prima era considerato un problema meccanico di orbite diviene ora un problema di moto ondulatorio. Proprio come nell'ottica la teoria della propagazione rettilinea dovette essere sostituita dalla teoria ondulatoria per spiegare i fenomeni della diffrazione, polarizzazione, ecc., cosí nei fenomeni atomici la meccanica ondulatoria si sostituisce alla teoria delle orbite per spiegare molti dettagli degli spettri, le proprietà del nucleo, la diffrazione e la riflessione dell'elettrone, ecc. Tuttavia i dettagli della teoria della meccanica ondulatoria saranno considerati in un capitolo successivo. L'immagine meccanica delle orbite dell'elettrone conserva ancora il suo valore come modello dell'atomo per uso pratico. Esso è generalmente usato a causa della sua relativa semplicità, ma alle considerazioni dedotte dal modello delle orbite si devono aggiungere le modificazioni richieste dalle equazioni delle onde.

6.
L'effetto termoionico

INTRODUZIONE Era noto sin dal diciottesimo secolo che l'aria nelle vicinanze di un metallo incandescente diviene conduttrice. Questo fatto è dovuto all'emissione di ioni da parte del corpo caldo, come fu dimostrato verso la fine del diciannovesimo secolo da Elster e Geitel. Poiché si dice che il metallo in tali condizioni emette termoioni, il fenomeno fu denominato effetto termoionico. Si osservò che l'emissione termoionica dipende dalla temperatura del corpo emittente, dalla natura e dalla pressione del gas che lo circonda, dalla natura e dalla condizione della superficie del metallo. I fenomeni osservati divengono perciò molto complessi a meno che non si elimini qualcuna delle numerose variabili. L'odierna conoscenza di questa parte della fisica atomica tecnicamente importante è in gran parte dovuta al lavoro di O. W. Richardson il quale per primo ottenne risultati sistematici, prestando una particolare attenzione alla purezza e facendo osservazioni con vuoti molto spinti.

LA CORRENTE TERMOIONICA L'emissione termoionica si può studiare per mezzo di un semplicissimo apparecchio simile a quello disegnato nella figura 1. Il filo AB, riscaldato mediante una corrente proveniente da G, funziona da sorgente di emissione. Un cilindro metallico CD circonda il filo caldo e la batteria E stabilisce una differenza di potenziale fra i due elettrodi. L'apparecchio è riscaldato in un forno e vi si fa un vuoto molto spinto, inoltre si mantiene incandescente il filo per piú di una settimana allo scopo di eliminare le tracce di impurità. Se il cilindro si carica positivamente rispetto al filo, si ha il passaggio

di una corrente termoionica nello spazio fra gli elettrodi, che si può rilevare mediante lo strumento di misura F. Se si inverte il potenziale, la

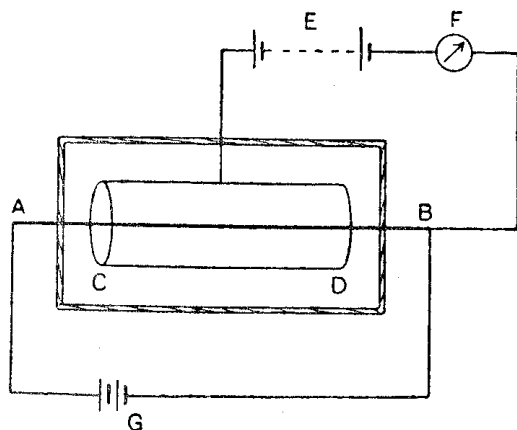



Figura 1

corrente cessa. Perciò è chiaro che i termoioni sono carichi negativamente.

Si può dimostrare facilmente che gli ioni negativi costituenti la corrente termoionica sono elettroni emessi dal metallo riscaldato. Quando si applica una differenza di potenziale fra il catodo incandescente e il cilindro esterno, gli ioni sono accelerati verso quest'ultimo. Se ora si applica un campo magnetico H, disposto ad angolo retto rispetto al campo elettrostatico, e parallelamente al filo, gli ioni saranno deviati secondo traiettorie curvilinee. Per un certo valore dell'intensità del campo essi non potranno giungere all'elettrodo esterno e non passerà corrente. Se il filo è sottile, questo fatto ha luogo quando $H^2 = 8Vm/d^2e$, dove V è il potenziale applicato, d la distanza fra il filo e il cilindro, e ed m la carica e la massa degli ioni. Con questo metodo si può misurare e/m che si è trovato identico a quello dell'elettrone.

L'EFFETTO DELLA TEMPERATURA SULLA EMISSIONE TERMOIONICA Se si mantiene costante la temperatura del filo (dedotta dalla sua resistenza), e viene modificata la tensione applicata, la corrente termoionica varia. Tuttavia la corrente non obbedisce alla legge di Ohm; infatti dapprima

aumenta coll'aumentare della differenza di potenziale, ma raggiunge rapidamente un valore massimo di saturazione, oltre il quale cessa di aumentare. Il potenziale richiesto per produrre la saturazione aumenta innalzando la temperatura del catodo. Per semplificare lo studio dell'effetto della temperatura sulla emissione termoionica, si applica una tensione sufficiente per produrre la saturazione ad una particolare temperatura del filamento. Quando si innalza la temperatura del catodo si ha un rapido aumento della corrente di saturazione. Nella figura 2 si vede

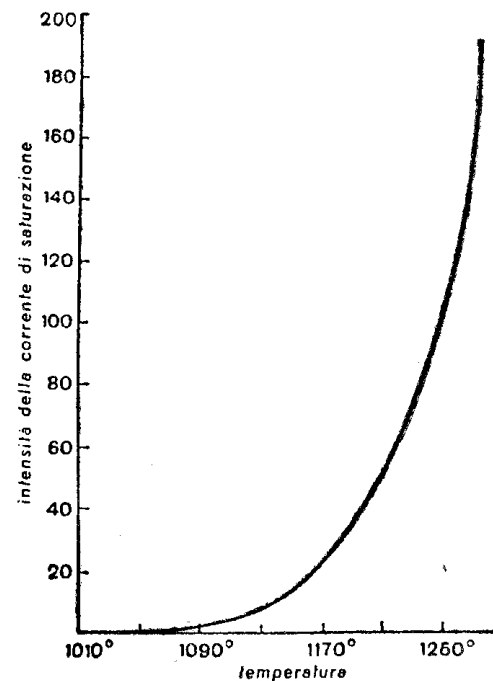



Figura 2

l'andamento della curva ottenuta considerando il valore della corrente di saturazione I in funzione della temperatura del corpo emittente T, e da essa si vede che I e T sono legati fra loro in modo semplice. Richardson propose per primo la formula $I = AT^{1/2} \exp[-b/T]$ essendo A e b costanti caratteristiche del metallo costituente il catodo.

La formula di Richardson non solamente si adatta alla curva ricavata

sperimentalmente, ma si può ricavare da semplici considerazioni cinetiche, se si suppone che un metallo contenga una nube di elettroni liberi che si comporta come un gas perfetto. Si è ammessa l'esistenza di tali elettroni per spiegare la conducibilità elettrica dei metalli, l'effetto Peltier, le proprietà ottiche dei metalli, ecc. In una teoria semplificata, si immagina che le velocità degli elettroni siano distribuite secondo la legge di Maxwell. Cosí anche a temperature ordinarie gli elettroni possiederanno velocità apprezzabili. Essi sono, tuttavia, confinati nell'interno del metallo, poiché un elettrone quando attraversa la superficie produce per induzione sul metallo una carica eguale ed opposta che tende ad impedirne la fuga. Un elettrone può sfuggire solamente se possiede una velocità, nella direzione normale alla superficie, superiore a una certa velocità limite, e il valore di tale limite corrisponde all'energia richiesta per compiere il lavoro di emissione contro le cariche indotte.

Se si aumenta la temperatura del metallo, anche l'energia cinetica media degli elettroni aumenterà, finché un gran numero di questi possiederà una energia superiore al valore limite e riuscirà cosí a sfuggire. Se questi elettroni si accumulano in uno spazio sopra il metallo, si stabilirà un equilibrio analogo a quello che si stabilisce in un recipiente fra un liquido e la tensione del suo vapore. Nelle condizioni di equilibrio il numero degli elettroni che abbandonano il metallo è uguale al numero di quelli che vi ritornano provenienti dalla nube elettronica. Questo numero si può calcolare direttamente mediante la teoria cinetica dei gas e ne risulta la formula

$$I = AT^{1/2} \exp[-b/T] .$$

Tuttavia, numerosi fatti mostrano che gli elettroni nell'interno del metallo *non* si comportano come un gas perfetto. Richardson dimostrò che, se l'emissione elettronica si considera equivalente alla evaporazione di un gas monoatomico, l'applicazione dei princípi della termodinamica conduce alla formula

$$I = A'T^2 \exp[-b'/T] .$$

A causa del fatto che il fattore esponenziale ha un'influenza molto maggiore dell'altro termine dipendente da T, tanto questa formula che la

precedente si possono adattare alle osservazioni. Tuttavia, la moderna teoria quantistica dei metalli dimostra che quest'ultima formula è quella corretta.

L'ENERGIA DEGLI ELETTRONI EMESSI Poiché la densità degli elettroni nella regione di spazio esterna al metallo nella emissione termoionica è piccola, ci si deve attendere che in questa regione gli elettroni si comportino come un gas perfetto, perché allora gli effetti delle loro mutue repulsioni saranno trascurabili. Questo sarà vero anche se la distribuzione all'interno del metallo stesso non è maxwelliana. Richardson misurò con l'apparecchio disegnato nella figura 3 la distribuzione delle velocità fra gli elettroni emessi. Il numero degli elettroni emessi da una foglia

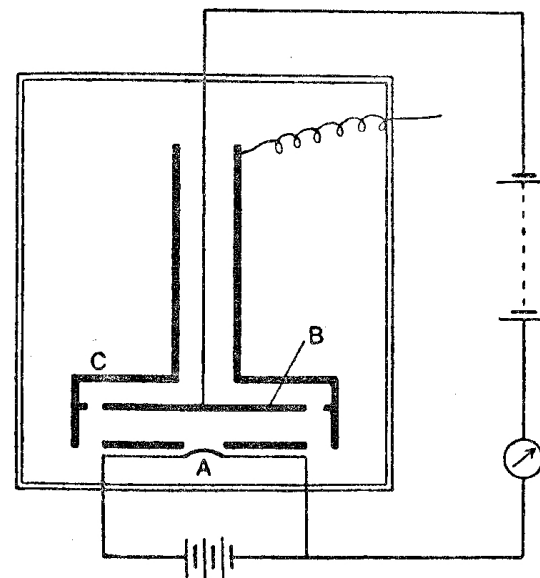



Figura 3

di platino riscaldata A viene misurato dal piatto collettore B il quale è collegato ad un elettroscopio. Fra A e B si mantiene un potenziale ritardante. C funziona da anello di guardia e da schermo elettrostatico. Allo scopo di eliminare ogni minimo effetto di tensione, dovuto a potenziali di contatto, si ricopre il piatto B di platino. Un elettrone raggiun-

gerà il piatto B solamente se la sua componente della velocità perpendicolare al piatto, u, è tale che $\frac{1}{2}mu^2$ supera Ve. Nell'esperimento si fa variare il potenziale ritardante e si misura la corrente I fra gli elettrodi. Se le velocità nella direzione considerata obbediscono alla legge di distribuzione maxwelliana, si può dimostrare che $I = I_0 \exp[-Ve/kT]$, dove I_0 è la corrente che passa quando V è nullo. Si è trovato che questa equazione corrisponde esattamente alla realtà. Richardson modificò il dispositivo della esperienza per potere misurare le velocità nella direzione parallela al piatto e anche queste mostrano lo stesso tipo di distribuzione di velocità.

I risultati delle misure delle velocità nelle due direzioni forniscono la prova che la distribuzione generale delle velocità è maxwelliana; questa conclusione è stata confermata da osservazioni successive. Sembra che la distribuzione dell'energia sia quella corrispondente a un gas elettronico, la cui temperatura uguaglia quella della superficie riscaldata. È chiaro che l'emissione elettronica dovrebbe dar luogo ad un raffreddamento della sostanza emittente, come nel caso corrispondente della evaporazione di un liquido. Inversamente, l'assorbimento dei termoioni da parte del metallo dovrebbe far aumentare la sua temperatura. Questi effetti sono stati entrambi osservati.

L'EFFETTO DELLA DIFFERENZA DI POTENZIALE SULLA CORRENTE TERMOIONICA   A prima vista, potrebbe sembrare che basti una piccola differenza di potenziale per produrre la corrente di saturazione, ma ciò non accade a causa delle repulsioni mutue fra gli elettroni nello spazio sovrastante il metallo riscaldato. Se l'emissione è molto grande, la carica spaziale prodotta da essa diviene considerevole, e l'effettiva saturazione corrispondente alla temperatura usata può essere raggiunta soltanto se si applicano differenze di potenziale molto alte per vincere l'effetto della carica spaziale. La carica spaziale fu per la prima volta studiata da Langmuir, le curve tipiche sono disegnate nella figura 4. Ogni curva rappresenta la relazione fra la corrente e la temperatura, quando la differenza di potenziale fra il filo caldo e l'anodo è mantenuta a un dato valore costante. Per le temperature piú basse, le curve coincidono con la curva di saturazione, ma con l'aumentare della temperatura

ha luogo un incremento sempre piú piccolo della saturazione. Piú grande è la differenza di potenziale applicata, tanto piú rapidamente gli elettroni accumulati sono rimossi dal campo e il valore finale della corrente

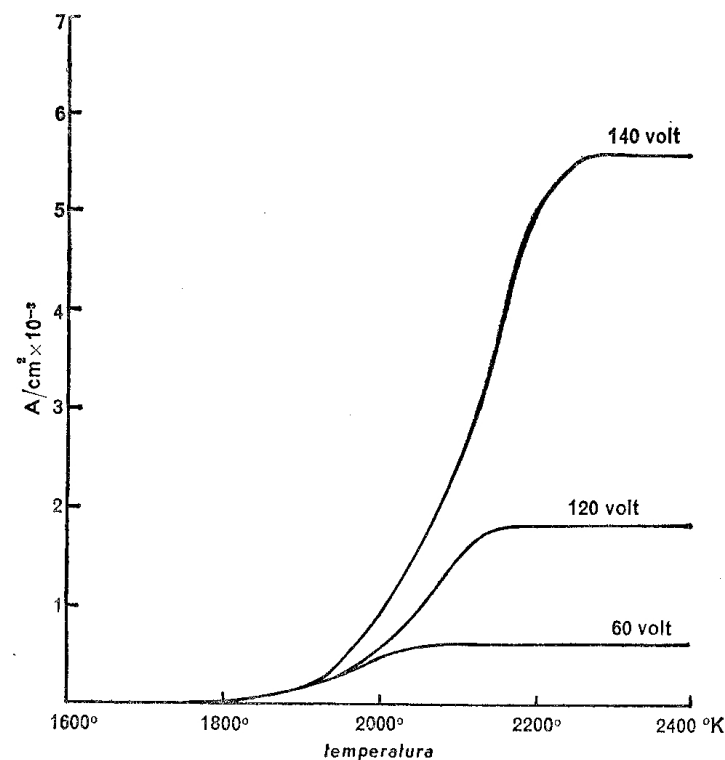



Figura 4

risulta piú elevato. In ogni caso si giunge ad una corrente costante che dipende solamente dalla differenza di potenziale. Se I è il valore *costante* della corrente corrispondente alla tensione applicata E, si trova che $I = kE^{3/2}$, dove k è una costante. Questa relazione, nota come la legge di Langmuir, si può ricavare col procedimento seguente dato da Loeb.

Consideriamo una coppia di placche parallele distanti fra loro d cm, sottoposte ad una differenza di potenziale di E volt. La placca negativa è riscaldata e funziona come una sorgente termoionica di elettroni, poiché ne risulta il passaggio di una corrente elettronica fra le placche. La densità della corrente elettronica sia I A/cm². Se la velocità degli

elettroni in ogni punto è v, la densità di corrente sarà $I=\varrho v$, dove ϱ è la densità di volume della carica spaziale, la quale evidentemente è uguale a Ne se vi sono N elettroni per centimetro cubico, di carica e. La velocità dell'elettrone v è quella data dal potenziale V attraverso il quale l'elettrone è caduto, in modo che $Ve=\frac{1}{2}mv^2$, dove m è la massa dell'elettrone. Cosí $v=\sqrt{2Ve/m}$ e $\varrho=I/\sqrt{2Ve/m}$.

Siccome nello spazio fra i due piatti si può applicare l'equazione di Poisson allora abbiamo

$$\frac{d^2V}{dx^2}=4\pi\varrho=4\pi I\sqrt{m/2Ve}\,.$$

Moltiplicando ambo i membri per $2dV/dx$ risulta

$$\frac{2dV}{dx}\frac{d^2V}{dx^2}=8\pi I\sqrt{\frac{m}{2e}}\,\frac{dV}{V^{1/2}dx}\,.$$

Questa si integra ora fra i limiti $(dV/dx)_0$ per $x=0$ dove $V=0$ e dV/dx per $x=x$ dove $V=V$ e risulta

$$\left[\left(\frac{dV}{dx}\right)^2\right]_{(dV/dx)_0}^{dV/dx}=8\pi I\sqrt{\frac{2m}{e}}\,[V^{1/2}]_0^V\,.$$

Il potenziale V è nullo per $x=0$ e se supponiamo che la carica spaziale e la corrente elettronica aumentino finché il campo elettrico al catodo si è annullato, allora $(dV/dx)_0=0$, ne segue

$$\left(\frac{dV}{dx}\right)^2=8\pi I\sqrt{\frac{2m}{e}}\,V^{1/2}\,.$$

Cosí

$$\frac{dV}{V^{1/4}}=\sqrt{8\pi I\sqrt{2m/e}}\cdot dx\,.$$

Integrando da $V=0$ per $x=0$ a $V=E$ per $x=d$, si ha infine

$$I=\frac{I}{9\pi}\sqrt{\frac{2e}{m}}\cdot\frac{E^{3/2}}{d^2}\,.$$

Da questa espressione si può tra l'altro calcolare e/m.

EFFETTI DEI GAS E DELLE IMPURITÀ L'emissione termoionica può essere profondamente alterata dalla presenza di un'atmosfera gassosa attorno alla sorgente elettronica. In tal caso, intervengono o fenomeni di assorbimento oppure può subentrare la ionizzazione per urto. Quantità minime di gas possono produrre grandi effetti; una traccia d'idrogeno è capace di aumentare la corrente termoionica 10^5 volte. Gli effetti di assorbimento della superficie saranno discussi piú tardi separatamente. Prescindendo dalla normale emissione termoionica degli elettroni, un filo a bassa temperatura emette sempre ioni positivi per un certo tempo e il numero di questi diminuisce rapidamente con un riscaldamento prolungato nel vuoto. Per esaminare la natura di questi ioni positivi Richardson misurò i valori di E/M, impiegando il metodo della deviazione magnetica. Egli trovò che gli ioni emessi inizialmente da un filo di platino sono atomi di potassio caricati positivamente contenuti come impurità. Dopo un riscaldamento di 24 ore, questi erano sostituiti da ioni di sodio. Può sembrare dapprima sorprendente che il cosiddetto "platino puro" contenga impurità di potassio e di sodio, ma quando si calcola l'emissione totale degli ioni positivi si trova che il suo peso è solamente 1×10^{-5} per cento del peso del platino. Tali impurità minime non possono essere eliminate con mezzi chimici, e, come è da attendersi, l'emissione positiva varia con campioni diversi dello stesso metallo. Questa emissione ha luogo a temperature molto piú basse di quelle richieste per l'emissione elettronica, ma, come per gli elettroni, le velocità sono distribuite secondo la legge di Maxwell.

ADSORBIMENTO SUPERFICIALE E CATODO RIVESTITO DI OSSIDO Uno sviluppo tecnicamente importante, collegato in particolare con la costruzione delle valvole termoioniche e degli oscillografi, è sorto dalla scoperta di Wehnelt, che l'emissione degli elettroni da una superficie metallica viene notevolmente aumentata rivestendo quest'ultima con certi ossidi. Le sostanze di rivestimento della superficie emittente possono agire in due modi. Un primo e semplice effetto è quello che la sostanza adsorbita altera il lavoro d'estrazione, cioè modifica la quantità di lavoro che uno degli elettroni di conduzione nel metallo deve compiere per sfug-

gire. Gli atomi adsorbiti formano sulla superficie del metallo un doppio strato elettrico il quale facilita o ritarda l'emissione degli elettroni, secondo le circostanze. Se gli elementi adsorbiti sono elettropositivi, il lato positivo del doppio strato è rivolto verso l'esterno, in modo che il lavoro di emissione di un elettrone risulta ridotto. Al contrario, l'adsorbimento di elementi elettronegativi riduce l'emissione termoionica, aumentando il lavoro d'estrazione. Gli effetti dovuti a questi doppi strati si verificano quando metalli puri come il cesio o il bario sono adsorbiti da superfici di platino o di tungsteno.

Il secondo tipo di effetto di superficie consiste nel fatto che non sono gli elettroni di conduzione del metallo di sostegno a venire emessi, ma gli elettroni di valenza della sostanza adsorbita superficiale. In tali casi si può ottenere una buona emissione termoionica con temperature inferiori anche a 200 °C, mentre con metalli puri non si ha emissione al disotto dei 1000 °C. Il catodo rivestito di ossido è un esempio tipico di questo tipo di emettitori. Esso consiste in un filo di platino rivestito di uno o piú ossidi di un metallo alcalino-terroso, per esempio BaO. Questo si prepara immergendo il filo in una soluzione di nitrato di bario e poi riscaldandolo. È necessario che il filo sia "attivato" aggiungendo una piccola quantità di carbonio nello strato di nitrato. L'"attivazione" consiste nel ridurre lo 0,25 per cento circa del BaO a bario metallico. Il bario metallico è adsorbito dallo strato di ossido ed è l'agente responsabile dell'incremento della emissione. Quando il filo è riscaldato a 200 °C circa, gli atomi di bario liberi perdono elettroni per effetto della ionizzazione termica, un processo del tutto diverso dalla emissione termoionica degli elettroni di conduzione in un metallo. Allora elettroni dal filo metallico di sostegno passano nello strato adsorbito, attraverso l'ossido semiconduttore, e vengono catturati dagli atomi di bario ionizzati, i quali ridiventano pronti per l'emissione. Questo passaggio secondario di elettroni attraverso il semiconduttore di BaO spiega la ragione per cui la capacità emissiva di un tale filo possa conservarsi per oltre centomila ore di riscaldamento continuo; in tal modo infatti il filo metallico di sostegno costituisce effettivamente una riserva inesauribile di elettroni.

L'attività di un filamento rivestito di ossido viene distrutta se gli

atomi di bario liberi nello strato si combinano chimicamente in qualche modo. Questo fenomeno si chiama "avvelenamento". Come è facile immaginare, tracce di ossigeno e di vapor d'acqua possono distruggere facilmente l'attivazione. La riattivazione di una superficie avvelenata si può produrre con processi di riduzione, provando cosí che il bario metallico libero è la causa dell'aumento dell'emissione. Le ben note valvole termoioniche a catodo oscuro hanno il filamento rivestito di ossido attivato.

LA MODERNA TEORIA ELETTRONICA DEI METALLI Nella teoria cinetica dei gas classica applicata agli elettroni dei metalli, si supponeva implicitamente che l'energia nel metallo fosse distribuita fra gli atomi e gli elettroni del metallo secondo il principio di equipartizione. Se questo fosse, gli elettroni di conduzione liberi dovrebbero dare un contributo al calore specifico, il che significa che i calori atomici dei metalli dovrebbero essere piú elevati di quelli dei corpi non conduttori. Ma ciò non corrisponde alla realtà. Per superare questa difficoltà è stata sviluppata una teoria quantistica degli elettroni nei metalli, dovuta in gran parte ad un lavoro iniziale di Sommerfeld. Questa teoria ha spiegato con successo i fenomeni della conduzione elettrica e gli effetti dell'emissione elettronica.

Secondo la teoria quantistica della struttura atomica, un elettrone, in un'orbita dell'atomo, è individuato da quattro numeri quantici. Gli elettroni all'interno dell'atomo obbediscono ad una legge, il principio di esclusione di Pauli, che afferma che due elettroni non possono avere i medesimi numeri quantici. Fermi e Dirac hanno generalizzato questo principio, in modo da includere in esso anche gli elettroni di conduzione liberi, situati entro una massa di metallo. Questo, in definitiva, porta ad un nuovo tipo di legge di distribuzione dell'energia, poiché gli elettroni obbediscono alla statistica di Fermi e Dirac invece che alla distribuzione maxwelliana. Questa distribuzione quantica è tale che il contributo fornito dagli elettroni al calore specifico è piccolissimo e proporzionale alla temperatura assoluta. A differenza del caso classico, vi è una distribuzione di energia *anche allo zero assoluto*, e

l'energia dell'elettrone varia da zero al valore

$$W_i = (h^2/8m)(3n/\pi)^{2/3},$$

dove h è la costante di Planck, m la massa dell'elettrone ed n il numero degli elettroni liberi in un centimetro cubico del metallo. La variazione di n fa variare W_i e questa può assumere valori nei diversi metalli fra 2 eV e 10 eV.

La funzione di distribuzione dell'energia cinetica degli elettroni si può discutere con l'aiuto della figura 5. Questo diagramma dà $F(E)$

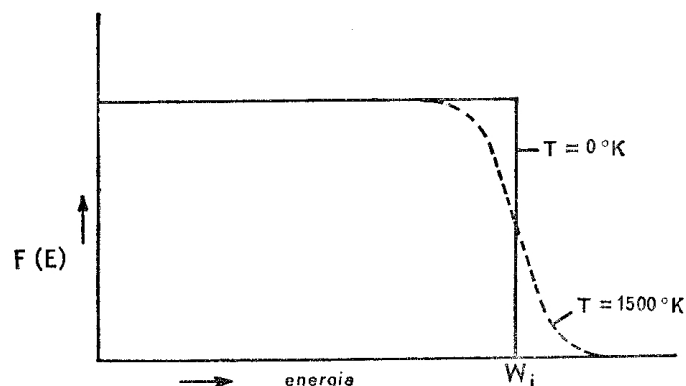



Figura 5

in funzione di E (energia cinetica) alla temperatura dello zero assoluto (linea continua) e a 1500 °K (linea tratteggiata), in un caso tipico. Per entrambe le temperature, il numero degli elettroni per unità di volume di metallo aventi energie fra E e $E+dE$ è dato da $E^{1/2}F(E)dE$. Allo zero assoluto $F(E) = 8\sqrt{2}\pi m^{3/2}/h^3$ in un campo di energia da 0 a W_i ed è uguale a zero per energie piú elevate. A temperature piú alte si vedrà che solamente una piccola frazione di elettroni possiede una energia superiore a W_i.

Si dovrebbe osservare che E è l'energia cinetica dell'elettrone nel metallo. Allo zero assoluto nessun elettrone può sfuggire dalla superficie, poiché anche con l'energia cinetica W_i esso è incapace di vincere le forze di superficie. Ma, se si aumenta la temperatura, dapprima una frazione finita ma piccolissima degli elettroni supereranno questa

energia, finché si ottiene una emissione termoionica misurabile, la quale aumenta rapidamente con un aumento ulteriore della temperatura.

Se indichiamo con W_a il lavoro che un elettrone deve compiere per sfuggire da una posizione di riposo nell'interno del metallo, quelli che possiedono l'energia cinetica W_i per poter essere emessi richiederanno solamente una quantità di energia eguale a $W_a - W_i$. Si può derivare dalla curva di distribuzione disegnata nella figura 5 che la corrente elettronica per unità di area è

$$I = (4\pi k^2 me/h^3)\cdot T^2 \exp[-(W_a - W_i)/kT].$$

Questa si può riscrivere sotto la forma $I = A'T^2 \exp[-b/T]$ che è formalmente identica all'espressione dedotta da Richardson con considerazioni puramente termodinamiche. La quantità $(W_a - W_i)/e$, chiamata la funzione del lavoro termoionico φ_0, è la misura del lavoro richiesto per strappare un elettrone dalla superficie del metallo.

Si può dimostrare, con i metodi della meccanica ondulatoria, che non tutti gli elettroni che possiedono l'energia sufficiente per sfuggire effettivamente vi riescono. Un certo numero viene "riflesso" dalla superficie esterna e ritorna in seno al metallo. Se R è il "coefficiente di riflessione" medio effettivo, la formula dell'emissione diviene

$$I = A'(1-R)T^2\cdot\exp[-b/T] = A''T^2\cdot\exp[-b/T].$$

Il valore di A'' dipende in modo sensibile dalla purezza chimica della superficie, poiché R risente in modo critico delle distribuzioni di potenziale sulle facce della superficie di contorno. Questo spiega perché l'emissione dipende in modo rilevante dallo stato della superficie. Per esempio, nel platino, A'' può variare da $1{,}45\times10^7$ a $1{,}07\times10^{-3}$.

STATI ELETTRONICI NEI SOLIDI Si pensa che nei solidi gli elettroni di valenza occupino un certo numero di stati discreti di diversa energia. Il numero di tali stati dipende dal numero totale degli elettroni esistenti nella sostanza. In un metallo allo zero assoluto, *tutti gli stati di energia disponibili sino a un certo valore, W_i, sono occupati.* A qualsiasi temperatura superiore a questa, una piccola frazione del numero totale degli elettroni sale negli stati il piú possibile elevati purché siano liberi. La

maggior parte degli elettroni rimane al di sotto del livello W_i, come si vede nella curva di distribuzione secondo la meccanica quantistica nella figura 5.

Nella figura 6 si vede un diagramma schematico della distribuzione degli elettroni negli stati di un metallo, di un isolante e di un semi-

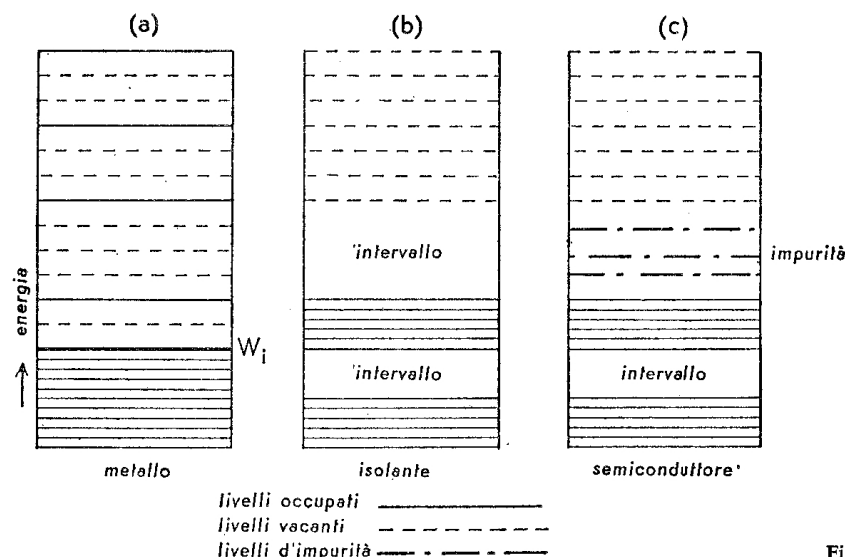



Figura 6

conduttore. Nel caso di un metallo ad una temperatura superiore allo zero assoluto, vi è una grande concentrazione al disotto di W_i (indicata da linee continue) e una piccola concentrazione al disopra di questa. Le linee tratteggiate rappresentano i possibili stati di energia ancora liberi.

Nel caso di un isolante, la distribuzione (diagramma *b*) è nettamente diversa. I livelli di energia sono strettamente raggruppati fra di loro, ma *i gruppi sono separati da ampi vuoti completamente privi di livelli elettronici*. Alla temperatura dello zero assoluto, i livelli occupati terminano ad uno spazio vuoto. Quando si aumenta la temperatura, i livelli superiori rimangono ancora vuoti, a temperature moderate, poiché i vuoti non possono essere attraversati. A temperature molto alte, un certo numero di elettroni acquista un'energia sufficiente a

permettere loro di attraversare i vuoti e passare nei livelli superiori.

Un gruppo di solidi importanti per la termoionica e per la fotoelettricità è la classe dei *semiconduttori*. In questa, la distribuzione dei livelli di energia degli elettroni è simile a quella degli isolanti, ma le proprietà dei semiconduttori si distinguono in virtú della esistenza di *atomi di impurità*. Questi vanno ad occupare stati elettronici situati nello spazio vuoto fra i livelli occupati e quelli superiori possibili e funzionano cosí come un ponte. Questi livelli della impurità sono rappresentati da linee con tratti e punti (diagramma *c*). I livelli delle impurità *non* si estendono in modo continuo e per tutta la sostanza, ma sono *localizzati* vicino agli atomi dell'impurità. A temperature moderatamente alte, gli elettroni possono muoversi dai livelli delle impurità ai livelli piú alti tratteggiati, non occupati ordinariamente a basse temperature.

CONDUCIBILITÀ ELETTRICA Siccome ogni stato elettronico è orizzontale, in uno dei diagrammi dell'energia, disegnati piú sopra e rappresentanti i livelli di uno strato di sostanza, un elettrone si dovrebbe poter muovere *lungo* uno stato energetico *senza compiere lavoro*. Questo significa che la sostanza sarà un perfetto conduttore di elettricità, non offrendo alcuna resistenza ai movimenti degli elettroni. Tuttavia l'agitazione termica delle molecole costituenti la sostanza non è ancora stata presa in considerazione. Se un elettrone si muove lungo una linea orizzontale rappresentante uno stato, esso incontra le barriere di potenziale dovute alle molecole in agitazione e a meno che non gli si fornisca dell'energia esso non può superarle.

L'applicazione di una differenza di potenziale ad una lastra di metallo, cioè fra la faccia destra e quella sinistra, come nella figura 7, ha il risultato di dare ai livelli di energia un gradiente in questa direzione. I livelli non sono piú orizzontali e lo spostamento di un elettrone da un livello occupato ad uno vuoto, prima piú elevato, è ora possibile ed ha uo go. Non vi è nessun cambiamento nell'energia totale dell'elettrone che si muove, ma l'energia cinetica aumenta con una corrispondente diminuzione dell'energia potenziale. Gli elettroni possono ora muoversi verso l'elettrodo positivo e abbiamo conduzione elettrica. Inoltre si deve compiere lavoro per superare le barriere di potenziale. L'energia

perduta in questo modo rappresenta il riscaldamento che normalmente si attribuisce alla resistenza elettrica.

Al disotto del livello di energia W_i, *non* vi sono spostamenti di elettroni, poiché in un metallo la massima parte di questi stati di energia

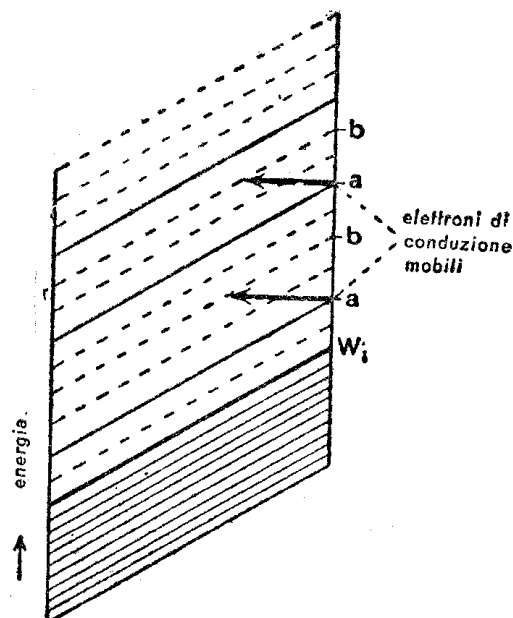



Figura 7

sono occupati. La conduzione elettrica, perciò, per lo piú ha luogo nella parte superiore dei livelli liberi che funzionano come un canale conduttore.

Quando si applica una differenza di potenziale ad un isolante, il movimento degli elettroni negli stati liberi non avviene, poiché lo spazio vuoto è tale che non può essere superato.

In un semiconduttore vi sono, è vero, stati elettronici nello spazio vuoto, ma siccome questi sono discontinui la conduzione non può aver luogo a temperature molto basse. A temperature un po' piú elevate, gli elettroni possono passare dagli stati di impurità ai livelli superiori continui e allora si ha la conducibilità, come nel caso di un metallo. C'è una differenza notevole fra la conducibilità di un metallo e di

un semiconduttore. In un metallo la resistenza *aumenta* con l'aumentare della temperatura, perché i moti termici piú attivi delle molecole interferiscono piú fortemente con il moto degli elettroni. In un semiconduttore la resistenza elettrica *diminuisce* con l'aumentare della temperatura, perché un maggior numero di elettroni riesce ad entrare negli stati superiori e questo fatto prevale considerevolmente su ogni effetto dovuto ad un aumento dell'agitazione termica.

FORZE DELLE IMMAGINI ELETTRICHE A prima vista, potrebbe sembrare che l'applicazione di un *piccolissimo potenziale dovrebbe essere sufficiente per strappare tutti gli elettroni fuori del metallo.* Invero ciò accadrebbe se non vi fossero forze tendenti a mantenere gli elettroni entro i confini del metallo. Tali forze esistono, e la principale di queste è la *forza dell'immagine elettrica.* Quando un elettrone viene strappato da un metallo avente superficie liscia, esso produce per induzione nel metallo una carica eguale ed opposta, e la forza attrattiva che ne risulta tende ad opporsi all'allontanamento dell'elettrone. Se l'elettrone di carica e si è allontanato di una distanza x dalla superficie liscia, la forza che si manifesta è tale come se esistesse a distanza x una carica eguale e opposta *dietro* la superficie del metallo. Tale forza perciò è uguale a $e^2/4x^2$. Nel muoversi di una distanza dx l'elettrone compie un lavoro

$$\delta W = e^2\,\mathrm{d}x/4x^2\,.$$

Cosí il lavoro richiesto per portare l'elettrone da un punto a distanza r all'infinito è uguale

$$W = \int_r^\infty \frac{e^2}{4x^2}\,\mathrm{d}x = \frac{e^2}{4r}\,.$$

È evidente che nella misura in cui r diviene molto piccolo, cioè ci si avvicina alla superficie, W tende all'infinito. L'interpretazione fisica di questo fatto sarebbe che non vi potrebbe *mai* essere emissione termoionica. Tuttavia effettivamente l'ipotesi che la superficie metallica sia liscia non può corrispondere al vero per distanze dell'ordine delle dimensioni dell'atomo e la legge della forza, entro queste distanze, non può

essere espressa in forma semplice. Possiamo scrivere $W = W_0 + W_1$, dove W_0 è il lavoro necessario per portare l'elettrone fuori dal metallo vincendo una forza che segue una legge sconosciuta e W_1 il lavoro compiuto secondo la legge della forza inversamente proporzionale ai quadrati delle distanze. La teoria mostra che il lavoro totale W non dipende in modo critico dalla legge particolare della forza agente a breve distanza. Se tale forza agisce fino alla distanza x_1, il lavoro totale è sempre approssimativamente eguale a $W = e^2/2x_1$, non importa quale delle leggi probabili per la forza sia stata adottata. Il valore di x_1 dipende dal particolare metallo considerato. Inoltre, nella notazione precedente $W = W_a$.

Se φ è il potenziale necessario per estrarre l'elettrone, $W = e\varphi$. Cosí $\varphi = W/e = e/2x_1$ permette di calcolare il valore di x_1. Se si sostituiscono i valori osservati di φ (o di W_a), si trova che x_1 è dell'ordine di 1 o 2×10^{-8} cm, che corrisponde all'ordine di grandezza del raggio dell'atomo. Le forze a breve raggio, perciò, *agiscono solamente entro dimensioni atomiche.* Siccome $\varphi \propto 1/x_1$, gli elettroni possono allontanarsi con maggior facilità dagli atomi piú pesanti che dai piú leggeri, perché il raggio atomico è piú grande e φ è perciò piú piccolo.

Se un elettrone deve allontanarsi in virtú della sua propria energia cinetica, allora questa deve essere superiore a φe.

L'EFFETTO SCHOTTKY Nella emissione termoionica diretta, un elettrone sfugge quando la sua energia termica è sufficiente per permettergli di vincere le forze delle immagini elettriche. Se si pone un anodo esterno accanto a una sorgente termoionica, esso esercita una forza che tende a strappare via gli elettroni dal metallo caldo; è evidente che ad una certa distanza dalla superficie calda i due campi si equilibreranno. Ogni elettrone che possiede una energia termica sufficiente a permettergli di raggiungere questo punto riuscirà ad allontanarsi. Tanto piú grande è il campo esterno e tanto piú vicino alla superficie calda è questo punto critico. All'avvicinarsi di questo punto alla superficie, elettroni di sempre minore energia potranno raggiungerlo e quindi uscire. In effetti vi è *una riduzione nella funzione di lavoro* a causa della presenza del campo esterno. Un incremento di quest'ultimo *fa aumentare* l'emissione termoionica.

Questo effetto fu per la prima volta osservato da Schottky, il quale ricavò un'espressione per descriverlo, che è $I = I_0 \exp[cE^{1/2}/T]$, dove I_0 è la corrente termoionica quando non vi è campo esterno, I la corrente quando l'intensità del campo esterno è E, T la temperatura assoluta, e c una costante. Un campo di circa 2000 volt per centimetro, che è facilmente raggiungibile, aumenta l'emissione con campo nullo del 10 per cento.

EMISSIONE A FREDDO È evidente che piú grande è l'intensità del campo, piú importante diviene l'effetto Schottky. Con un campo sufficientemente intenso, tuttavia, ha luogo un effetto del tutto nuovo. Il massimo del potenziale vicino alla superficie del metallo diviene estremamente acuto e si manifesta un effetto di barriera di potenziale spiegabile secondo la meccanica ondulatoria. Fra gli elettroni costituenti il corpo principale, quelli di maggior energia, con energie cinetiche minori di W_i, *e indipendenti dalla temperatura*, possiedono una probabilità finita di attraversare la barriera. Vi è allora l'*emissione a freddo*, talvolta denominata *emissione di campo*. Sia la teoria che l'osservazione mostrano che la corrente di emissione a freddo è data da $I = aE^2 \exp[-b/E]$, dove E è l'intensità del campo, e a e b sono costanti specifiche di un dato metallo.

Di solito si richiedono campi che superino i 10^5 volt per centimetro, prima che si manifesti l'emissione a freddo. Fino circa ai 700 °C l'emissione è indipendente dalla temperatura, ma dopo questo punto comincia a comparire una vera emissione termoionica.

Se un sottile strato di rame è separato da una base metallica massiccia di rame mediante un sottile strato semiconduttore di Cu_2O, dello spessore di soli 10^{-6} cm circa, l'applicazione di alcuni volt attraverso questa pellicola fornisce un campo sufficientemente intenso per produrre l'emissione a freddo. Se si ossida la superficie di un piatto di rame, gli atomi di ossigeno vengono assorbiti nella pellicola di ossido di rame come atomi d'impurità formando cosí un semiconduttore. Se si pone un pezzo di una reticella di rame sulla pellicola, in modo da fare contatto, l'insieme funziona come un raddrizzatore di corrente alternata. Anche l'applicazione di *piccole tensioni* produce l'emissione a freddo, ma

poiché molti elettroni sono disponibili in una direzione piú che in un'altra, a causa del fatto che la base metallica massiccia funziona come una sorgente di elettroni relativamente inesauribile, il passaggio della corrente è piú facile in una direzione che in un'altra. Il sistema agisce perciò come un raddrizzatore. Questo fatto ha avuto applicazione nell'elettrotecnica e nella radio dove i raddrizzatori metallici sono divenuti importanti. L'azione di raddrizzamento del primo rivelatore a cristallo e del *coherer* per la radio si considerano fenomeni di natura simile al raddrizzamento dell'ossido di rame.

L'EFFETTO PROIETTILE Un'interessante conferma della esattezza della concezione atomica dell'elettricità e inoltre un metodo per la misura della carica elettronica, è fornito dal cosiddetto *effetto proiettile.* A causa della natura atomica dell'emissione termoionica, la corrente elettronica non è perfettamente uniforme. Essa si deve considerare *come una grandinata di particelle* simili a piccoli proiettili, e perciò, in ogni dato intervallo di tempo, si manifestano *fluttuazioni statistiche. Piú piccolo* è l'intervallo di tempo considerato, *piú grandi* sono le fluttuazioni possibili nel numero delle particelle emesse in ognuno di questi intervalli di tempo. Queste fluttuazioni accidentali equivalgono alla sovrapposizione di una piccola *corrente alternata* alla *corrente continua* media dell'emissione termoionica. Un esame statistico dell'emissione mostra che la fluttuazione media della carica δ in un intervallo di tempo t è data da $\delta = \sqrt{ie/t}$, dove i è la corrente continua media ed e la carica elettronica. È possibile in questo modo determinare il valore della carica dell'elettrone.

Le fluttuazioni che producono l'effetto proiettile sono di grandissima importanza nelle valvole termoioniche che forniscono elevate amplificazioni. Evidentemente, queste fluttuazioni pongono un limite superiore al grado di amplificazione che si può ottenere con le valvole termoioniche.

7.
Fotoelettricità

INTRODUZIONE Se delle sostanze, in particolare metalli, sono irradiate con luce di lunghezza d'onda minore di un certo valore limite, vengono emessi elettroni. Questo fatto, l'effetto fotoelettrico, è già stato brevemente accennato in relazione allo sviluppo della teoria dei quanti. La scoperta della fotoelettricità risale a una osservazione fatta nel 1887 da Hertz, il quale osservò che se si fa cadere luce ultravioletta nello spazio dove deve scoccare una scintilla, la scintilla passa piú facilmente di quando tale spazio non è cosí illuminato. Un anno piú tardi Hallwachs scoprí che un metallo carico negativamente perde la sua carica quando viene irradiato con luce ultravioletta, mentre la luce non ha alcun effetto su di un corpo caricato positivamente. Un passo ulteriore fu compiuto da Elster e Geitel, i quali dimostrarono che i metalli elettropositivi potassio, sodio e rubidio mostrano facilmente l'effetto fotoelettrico, quando sono irradiati da luce bianca ordinaria. È chiaro che devono essere emessi ioni dai corpi che perdono carica quando vengono irradiati, e l'effetto Hallwachs dimostra che questi devono essere ioni caricati negativamente. Nel 1899 Lenard misurò e/m per i fotoioni e con questo sistema ebbe la prova che essi erano elettroni. Siccome l'effetto fotoelettrico è molto piú notevole nei metalli che negli altri solidi, liquidi o gas, la discussione che segue si riferisce in gran parte ai metalli.

LA DETERMINAZIONE DI LENARD DI e/m PER I FOTOIONI Nella figura 1 è disegnato l'apparecchio impiegato da Lenard per la misura del rapporto fra la carica e la massa per gli ioni emessi da un metallo irradiato

da luce ultravioletta. Nell'apparecchio è stato fatto un vuoto molto spinto. La luce ultravioletta, entrando dalla finestra di quarzo B, colpisce un piatto di alluminio A. A questo viene dato un potenziale nega-

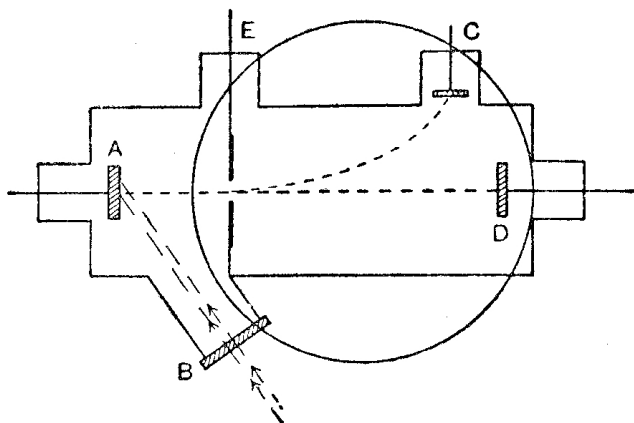



Figura 1

tivo, onde i fotoioni carichi negativamente che vengono liberati siano respinti da A verso l'elettrodo E posto a terra. Questo possiede una piccola apertura circolare ed essa isola un fascio di particelle cariche che cade sull'elettrodo D ed è rivelato con un elettrometro. Si può applicare un campo magnetico con le linee di forza perpendicolari al piano del foglio (il circolo disegnato nella figura indica la posizione delle estremità polari), e quando questo è fatto, gli ioni descrivono una traiettoria circolare, giungendo all'elettrodo C che li registra.

Nello studio delle forze agenti sugli ioni si potrà in prima approssimazione supporre trascurabili le velocità con cui sono emessi. Stando così le cose, gli ioni acquisteranno una velocità v dovuta solamente al potenziale P applicato fra gli elettrodi A ed E. Se e ed m sono rispettivamente la carica e la massa degli ioni, ne segue che $Pe = mv^2/2$. Nel campo magnetico, d'intensità H, le particelle descrivono un arco di cerchio di raggio R, dato da $R = vm/He$. Il raggio si può calcolare misurando le distanze degli elettrodi C e D dall'apertura E. Combinando le due espressioni, risulta $e/m = 2P/R^2H^2$ e $v = 2P/RH$. L'esperienza ha mostrato che e/m per i fotoioni è identico a quello per

l'elettrone, così si è dovuto concludere che i fotoioni sono elettroni.

Nell'esperimento originale di Lenard, il potenziale applicato P era uguale a 12600 volt, sicché, per la formula vista più sopra, esso imprime agli elettroni una velocità di $5{,}4 \times 10^9$ cm/s.

Si è supposto che la velocità iniziale di emissione, se vi è, possa essere trascurata, ed è facile mostrare che con una tensione applicata così alta questa ipotesi è giustificata. La velocità di emissione si può misurare direttamente dando all'elettrodo A un potenziale positivo P_0, che sia proprio sufficiente per costringere gli elettroni emessi a ritornare sull'elettrodo. Evidentemente $P_0 e = mv_0^2/2$, dove v_0 è la velocità acquistata dagli elettroni dovuta solamente all'atto di emissione fotoelettrico. Nell'esperimento particolare considerato, si trovò che v_0 era eguale a 10^8 cm/s, che è solamente un cinquantesimo della velocità prodotta dal potenziale acceleratore P e così può essere trascurata, a meno che non si richieda un valore di e/m molto accurato. In pratica è conveniente esprimere l'energia degli elettroni in elettronvolt. Un elettrone, cadendo attraverso una differenza di potenziale di 1 volt, acquista la velocità di $5{,}9 \times 10^7$ cm/s.

Con l'apparecchio ora descritto Lenard fece una importantissima scoperta. Egli trovò che la velocità di emissione dei fotoelettroni poteva variare da zero ad un valore massimo v_0. Il valore di questo massimo era indipendente dalla intensità della luce e dipendeva *solamente* dalla lunghezza d'onda usata e dalla natura dell'elettrodo A. Egli mostrò inoltre che il *numero* degli elettroni emessi è proporzionale all'intensità della illuminazione. Queste due leggi fondamentali furono applicate da Einstein per lo sviluppo della teoria dei quanti. Trattandosi di questioni di grande importanza, un riesame critico fu intrapreso da Millikan allo scopo di dimostrare la validità delle conclusioni a cui era pervenuto Lenard in base a misure solo approssimativamente esatte. I perfezionamenti sperimentali introdotti da Millikan gli permisero di raggiungere un alto grado di precisione e le leggi furono completamente confermate.

RICERCA DI MILLIKAN SULLA VELOCITÀ DI EMISSIONE DEI FOTOELETTRONI

Dapprima Millikan considerò necessario che le superfici da irradiare

fossero chimicamente pulite, poiché, per analogia con l'emissione termoionica, ci si deve attendere che la contaminazione della superficie possa influenzare il lavoro di emissione e perciò la velocità di espulsione dei fotoelettroni. Per poter studiare l'effetto della lunghezza d'onda della luce incidente, gli esperimenti furono eseguiti con metalli alcalini, perché essi manifestano l'emissione fotoelettrica con luce dalla regione visibile fino all'ultravioletto. L'impiego di questi metalli perciò forní un esteso campo di lunghezze d'onda sul quale si poterono eseguire le osservazioni. L'apparecchio usato fu ideato in modo da permettere allo sperimentatore di pulire le superfici dei metalli nel vuoto. Esso è illustrato nella figura 2.

Ad una ruota *W*, che può essere messa in rotazione dall'esterno,

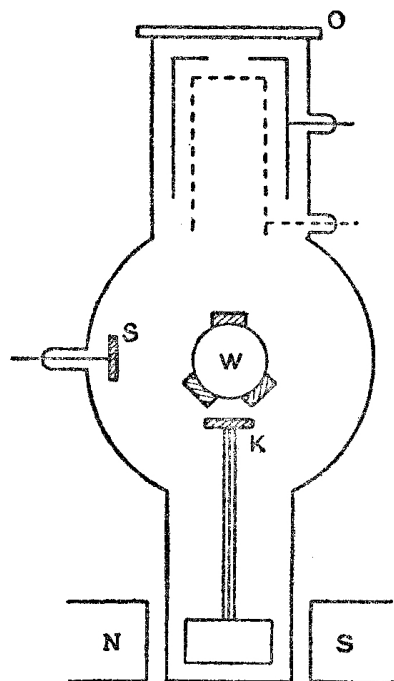



Figura 2

sono attaccati tre cilindri, ognuno dei quali è fatto di un metallo alcalino diverso. *K* è un meccanismo a coltello controllato dall'esterno per mezzo del quale le superfici metalliche si possono pulire per raschia-

mento. Questo è posto in rotazione elettricamente. Nell'intero apparecchio è stato fatto un alto vuoto per evitare gli effetti degli urti secondari. Una superficie metallica pulita si dispone di fronte alla finestra *O* e viene illuminata con luce monocromatica di lunghezza d'onda nota. Dei fotoelettroni sono emessi. Per mezzo del campo applicato fra la superficie emittente e una griglia metallica cilindrica (tratteggiata), i fotoelettroni sono ritardati e si può persino impedire che essi raggiungano la griglia che è fatta di rame ossidato, perché questa sostanza non dà luogo ad alcun effetto fotoelettrico con la luce usata. La tensione fra la superficie emittente e la griglia collettrice viene variata con regolarità; la corrente elettronica che perviene a quest'ultima è misurata con un elettrometro. Questo si ripete per ogni diversa lunghezza d'onda usata.

I risultati ottenuti per i diversi metalli alcalini sono della stessa natura;

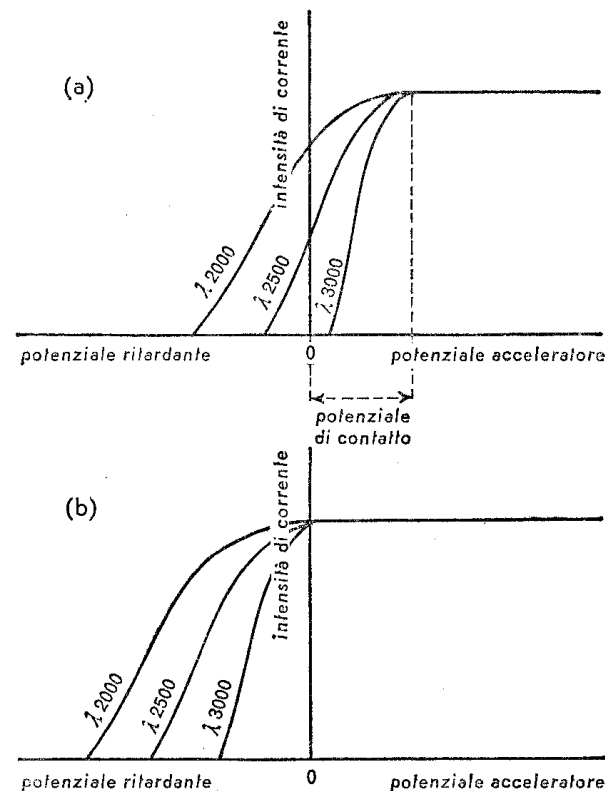



Figura 3

nella figura 3*a* si vede una curva tipica tensione-corrente. Si può fare in modo che la differenza di potenziale fra il metallo emittente e il collettore abbia un'azione accelerante o ritardante. Si può vedere che un alto potenziale acceleratore dà un massimo di corrente che corrisponde alla emissione fotoelettrica totale. Se il potenziale diminuisce, si giunge ad un punto critico nel quale la corrente fotoelettrica per tutte le lunghezze d'onda comincia a diminuire, e infine si annulla. Ora è da notare che la differenza di potenziale fra il collettore e il metallo emittente non è la vera differenza di potenziale agente fra di essi attraverso lo spazio vuoto, poiché vi è una differenza di potenziale di contatto fra le rispettive sostanze. (Questa differenza di potenziale di contatto è quella che fornisce la tensione propulsiva nelle celle elettrolitiche ordinarie. Essa introduce una piccola differenza di potenziale, fra il collettore e il metallo, dell'ordine di 1 volt.) Se si apporta la correzione dovuta alla differenza di potenziale di contatto (misurata mediante l'elettrodo *S*), le curve corrente-tensione si spostano come si vede nella figura 3*b*. Cosí, quando il collettore ha un potenziale positivo rispetto al metallo, passa una corrente costante, ma, quando questo è negativo, la corrente diminuisce con l'aumentare del campo, annullandosi in un punto il cui valore dipende dalla lunghezza d'onda della luce usata (questa è segnata nelle curve rispettive in ångstrom).

LA LEGGE FOTOELETTRICA DI EINSTEIN Il punto di intersezione della curva con l'asse dei potenziali dà il "potenziale d'arresto", il cui valore fornisce direttamente v_m, la velocità di emissione *massima*. È evidente che la graduale caduta della corrente di emissione con l'aumentare della tensione ritardante dimostra che alcuni elettroni hanno una piccola velocità iniziale di emissione e sono fermati facilmente. Infatti, le velocità variano da zero a quella che richiede un ritardo dato dal potenziale di arresto. Se si fa un diagramma, disponendo i potenziali che dànno le massime velocità (le intersezioni della curva con l'asse della V) in funzione della frequenza della luce, questi cadono su di una retta di equazione $V=k\nu-V_0$. V è il potenziale di arresto per la luce di frequenza ν, k è una costante che ha lo stesso valore per tutti i metalli, e V_0 una quantità che differisce da metallo a metallo. Gli elettroni che

richiedono un potenziale d'arresto V debbono possedere un'energia eguale a Ve (essendo e la carica elettronica), cosí abbiamo $Ve=k e\nu-V_0 e=mv_m^2/2$. Questa relazione era stata ricavata prima che Millikan intraprendesse le sue ricerche, e le prime misure avevano mostrato che il valore numerico di ke era *approssimativamente* eguale alla costante di Planck, h. Einstein perciò propose che la vera relazione fosse $\frac{1}{2}mv_m^2=h\nu-V_0e$. Questa ipotesi fu dimostrata corretta da Millikan, perché il valore che egli trovò per ke era $6{,}57\times10^{-27}$ erg/s, che è numericamente identico alla costante di Planck.

L'espressione $mv_m^2/2=h\nu-V_0e$ (legge fotoelettrica di Einstein) è d'importanza fondamentale in relazione alla teoria dei quanti e alla teoria degli spettri atomici di Bohr. Per la frequenza ν_0, $h\nu_0$ sarà eguale a V_0e; in tal caso la velocità di emissione v sarà nulla. Cosí è chiaro che non avrà luogo alcuna emissione, se la luce incidente avrà una frequenza inferiore a ν_0. Questa frequenza critica della luce è la frequenza della soglia fotoelettrica; la lunghezza d'onda corrispondente ad essa si deve intendere come il limite superiore della lunghezza d'onda, poiché la luce con una lunghezza d'onda maggiore è inefficace. Si mostrerà piú avanti che la frequenza della soglia è in relazione con la funzione lavoro termoionico e, come quest'ultimo, dipende dalla natura del metallo e dallo stato della sua superficie.

Se la legge fotoelettrica di Einstein è giusta, l'intensità della luce incidente non deve avere alcun effetto sulla *velocità* di emissione dei fotoelettroni. Questo fatto invero corrisponde alla realtà. L'esperienza dimostra che solamente il *numero* degli elettroni emessi dipende dall'intensità. Il numero è direttamente proporzionale alla intensità della luce incidente, ma per un dato metallo le velocità dipendono soltanto dalla frequenza. Questo è stato provato su ampie regioni spettrali con grandi variazioni d'intensità e si è trovato corrispondere al vero in tutte le condizioni. Una sorgente piú intensa di luce fornisce semplicemente piú quanti, non quanti con energia maggiore. È l'energia associata ad ogni quanto che determina la massima velocità di emissione.

Per quanto intensa sia la luce, se la sua frequenza è inferiore a ν_0 non ha luogo alcuna emissione. Se la superficie del metallo emittente non è uniformemente pulita ed è chiazzata, si può osservare piú di un va-

lore di ν_0. Negli esperimenti di Millikan furono osservate delle variazioni di ν_0, quando le superfici erano lasciate esposte per qualche tempo a tracce di impurità gassose rimaste nell'apparecchio dopo la creazione del vuoto. Cambiamenti nel valore di questa frequenza si possono pure avere per effetti di ricristallizzazione sulle superfici dopo che esse sono state pulite nel vuoto.

Si deve osservare che la velocità v_m che compare nella formula di Einstein è la velocità massima che può possedere un elettrone emesso; la velocità effettiva può variare da zero a questo limite. La distribuzione delle velocità si può dedurre o dalle forme delle curve disegnate nella figura 3*b*, oppure può essere misurata direttamente mediante la deviazione dei fotoelettroni in un campo magnetico.

GLI EFFETTI DELLA LUNGHEZZA D'ONDA SUL NUMERO DEI FOTOELETTRONI EMESSI Le diverse lunghezze d'onda hanno una diversa efficacia nel provocare l'emissione. Cosí due sorgenti della stessa intensità assoluta, ma con lunghezze d'onda differenti, producono elettroni in numero diverso. L'effetto della lunghezza d'onda è chiaramente visibile nella figura 4. La curva *A* è quella data da un metallo puro con una super-

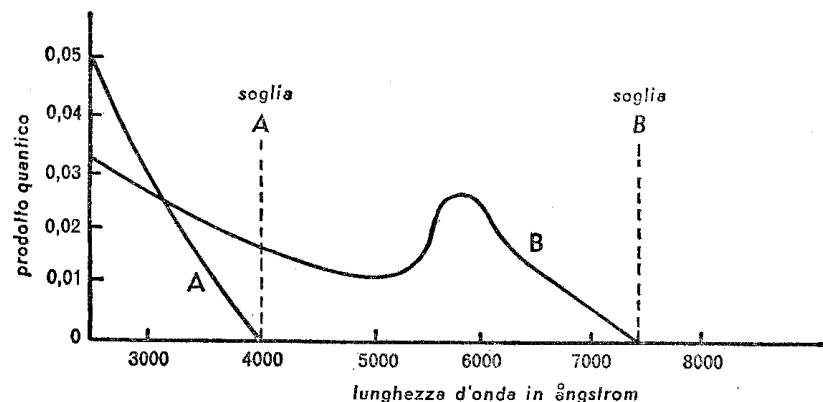



Figura 4

ficie chimicamente pulita. Questa curva è stata costruita riportando il rendimento quantico in funzione della lunghezza d'onda; tale rendimento quantico è definito come il numero di elettroni per ogni quanto

di radiazione incidente. Il rendimento quantico è evidentemente una misura del rendimento dell'eccitazione. La curva è regolare e il rendimento quantico cresce dallo zero della soglia (circa 4000 Å) nella misura in cui la lunghezza della luce incidente diminuisce. Si osserva che il rendimento raggiunge il valore massimo nella regione estrema dell'ultravioletto.

Se la superficie del metallo è contaminata o da gas adsorbito o da impurità, o se si è depositata su di essa una sottilissima pellicola di qualche metallo estraneo, si osserva la curva *B*. In *B* la soglia si è considerevolmente spostata verso l'estremo rosso, e invece di una curva continua, regolare, che mostri un incremento continuo del rendimento quantico con la lunghezza d'onda, la curva mostra ora un massimo accentuato. Con taluni metalli sono stati osservati due massimi. L'emissione fotoelettrica nelle vicinanze di uno di questi massimi è chiamata emissione "selettiva", altrimenti è chiamata "normale". Questi nomi hanno una origine storica, poiché i primi ricercatori pensarono che i massimi fossero dovuti a qualche effetto selettivo anormale. Quando l'emissione è normale, essa è indipendente dal piano di polarizzazione della radiazione incidente, ma quando essa è selettiva, l'emissione è ordinariamente maggiore se la luce è polarizzata con il vettore elettrico perpendicolare alla superficie. Una grande confusione esisteva nelle prime ricerche sugli effetti della polarizzazione ed essa era causata dal non aver fatto attenzione alla pulizia chimica.

Eccezion fatta per le gobbe "selettive", l'incremento regolare nel rendimento quantico al diminuire della lunghezza d'onda è del tutto comprensibile. La teoria dei metalli mostra che gli elettroni dentro un metallo hanno energie differenti, quindi la luce con $h\nu$ che aumenta gradualmente oltre il valore della soglia potrà espellere un sempre maggior numero di elettroni con energia intrinseca sempre minore.

LA TEORIA DELL'EFFETTO FOTOELETTRICO Come nel caso della emissione termoionica, un metallo che ha una pellicola aderente alla superficie può emettere due specie di elettroni: elettroni di conduzione del metallo di sostegno e elettroni di valenza dalla pellicola superficiale. Quando sono emessi elettroni di *valenza*, abbiamo "l'emissione selet-

tiva" prodotta dall'assorbimento selettivo della radiazione incidente da parte degli atomi della pellicola superficiale. Questa è una forma di risonanza, poiché una particolare lunghezza d'onda è piú efficace di altre nella ionizzazione degli atomi della pellicola superficiale. Per contro, "l'effetto normale" rappresenta l'emissione degli elettroni di *conduzione* che sono stati espulsi da un metallo puro senza contaminazioni, superficiali.

Quando un elettrone di energia W, dentro al metallo, assorbe un quanto di radiazione d'energia $h\nu$, la sua energia aumenta divenendo eguale a $W+h\nu$. Se questa energia è eguale al lavoro W_a richiesto dall'elettrone per vincere le forze di superficie, l'elettrone emergerà dal metallo con velocità zero. In generale l'energia cinetica di un fotoelettrone sarà $mv^2/2=W+h\nu-W_a$. Secondo la teoria quantistica dei metalli, gli elettroni alla temperatura dello zero assoluto hanno energie varianti da 0 al valore W_i. Cosí a questa temperatura abbiamo, per gli elettroni aventi energia massima, $W=W_i$. Da questo segue che $mv_m^2/2=h\nu+W_i-W_a$, dove v_m è la massima velocità raggiunta da un elettrone emesso. La legge fotoelettrica di Einstein mostra che $mv_m^2/2= =h\nu-h\nu_0$, quindi $h\nu_0=W_a-W_i$. Siccome la funzione del lavoro termoionico φ_0 è uguale a $(W_a-W_i)/e$, allora $h\nu_0=e\varphi_0$. Questa relazione mostra che l'energia della soglia fotoelettrica allo zero assoluto è eguale al lavoro richiesto ad un termoione per vincere le forze di superficie. Gli esperimenti eseguiti col palladio hanno confermato questa previsione teorica.

Si osserverà che vi è una stretta analogia fra l'effetto fotoelettrico e l'emissione termoionica quando vi è una contaminazione della superficie. Proprio come gli strati aderenti possono incrementare l'emissione termoionica, cosí essi possono anche influenzare la posizione della soglia fotoelettrica. Alcuni metalli possono essere resi fotosensibili nell'infrarosso con un riscaldamento preliminare in idrogeno, poiché lo strato superficiale absorbito che ne risulta produce un grande cambiamento nel valore della frequenza di soglia.

LA FATICA FOTOELETTRICA Un effetto descritto come "fatica" fotoelettrica fu segnalato dai primi ricercatori dei fenomeni di emissione

fotoelettrica. Si osservò che l'emissione da un metallo puro cominciava a diminuire con l'aumentare dell'età del campione, e questo fu attribuito ad una forma di "fatica". Ora si sa che questa cosiddetta "fatica" è dovuta alla lenta ossidazione della superficie. Questa causa un aumento della funzione del lavoro di superficie, con una diminuzione corrispondente della fotosensibilità. L'importanza di impurità superficiali anche lievi non fu chiaramente valutata dai primi studiosi.

Vi è, tuttavia, una forma di fatica che non è dovuta a ossidazione superficiale e che si manifesta se le fotoemissione ha luogo in presenza di gas. Essa è prodotta da cambiamenti di temperatura derivanti dal bombardamento della superficie metallica con ioni atomici e molecolari creati nel gas dai fotoelettroni. Questo effetto di fatica (dovuto a bombardamento di ioni) non ha luogo quando la fotoemissione è prodotta da una superficie metallica pura, ma solo quando l'emissione proviene da un metallo coperto da una pellicola superficiale. Quest'ultimo è molto sensibile al bombardamento ionico. La fatica è dovuta a un'alterazione nello stato della pellicola superficiale, causata dal riscaldamento per effetto del bombardamento ionico. In particolare, i metalli che sono stati sensibilizzati con l'idrogeno sono molto soggetti a manifestare questa forma di fatica. Il riscaldamento della superficie non influenza praticamente i metalli puri. La teoria prevede che l'emissione fotoelettrica dai materiali puri dovrebbe essere quasi indipendente dalla temperatura, a meno che la temperatura non sia abbastanza grande da provocare l'inizio della emissione termoionica. Questo fatto è stato verificato con l'esperienza.

EFFETTI FOTOELETTRICI NEI METALLOIDI L'emissione fotoelettrica non è limitata ai metalli, presentandosi anche nei metalloidi, nei gas e nei liquidi. Alcuni composti metallici, come gli ossidi, i solfuri, ecc., sono fotoattivi se asciutti, altri devono essere dapprima inumiditi. Un buon numero di composti organici dà una emissione, sia allo stato solido che in soluzione. Anche certi liquidi sono fotosensibili. La fotoattività dei gas è già stata vista nel metodo di produzione degli ioni gassosi mediante l'irradiazione di un gas con raggi X o con luce ultravioletta. Questo è un effetto fotoelettrico diretto, frequente in uno strato elettronico interno.

Gli elettroni che i raggi X espellono dai corpi solidi sono pure in generale fotoelettroni provenienti da uno strato interno.

Il fenomeno della fosforescenza dipende fondamentalmente da un meccanismo fotoelettrico. Esistono varie ricette per formare sostanze fosforescenti. Una tipica è la seguente. Si mescola solfuro di bario con carbonato di sodio che agisce come solvente e a questo si aggiunge una traccia di metallo alcalino-terroso. Un tale miscuglio è fortemente fosforescente e nello stesso tempo notevolmente fotoattivo. Sembra che certi aggruppamenti molecolari si comportino come centri attivi, isolati elettricamente fra loro dal solvente. Per effetto dell'irraggiamento, i centri attivi emettono fotoelettroni, la maggior parte dei quali viene catturata dalla massa del solvente che non è conduttore. Tali elettroni tendono a ritornare negli atomi ionizzati nei centri attivi e quando ha luogo la ricombinazione vi è emissione di luce. Occorre un tempo finito perché tutti gli elettroni si ricombinino, in modo che la sostanza continua a emettere luce per un considerevole periodo di tempo. Questo è il fenomeno della fosforescenza. A bassissime temperature l'emissione della luce per fosforescenza cessa, mentre, quando si aumenta la temperatura, gli elettroni imprigionati possono urtare piú frequentemente con gli atomi ionizzati, in modo che l'intensità della fosforescenza aumenta.

Le reazioni fotochimiche sono pure esempi di effetti dovuti direttamente alla emissione fotoelettrica. È stato provato che ogni quanto di luce che viene assorbito può produrre una reazione con una molecola. Questo fatto può mettere in moto una catena di reazioni. Una reazione fotochimica tipica molto nota è la produzione di HCl mediante l'irraggiamento di un miscuglio d'idrogeno e di cloro. Tutta la vita, inoltre, dipende da una reazione fotochimica: la formazione dello zucchero dall'anidride carbonica nelle piante. L'azione di una lastra fotografica costituisce una applicazione pratica di una reazione fotochimica. I sali d'argento sono fortemente fotoattivi; una lastra fotografica è essenzialmente una sospensione di un sale d'argento in una emulsione di gelatina; l'irraggiamento produce la ionizzazione, la quale forma l'immagine latente. Dove cade la luce si verifica una trasformazione chimica locale o anche una trasformazione fisica, e ogni punto che è stato impressionato dà luogo allo sviluppo di un grano. L'immagine

latente non è assolutamente permanente; essa scompare se e quando gli elettroni imprigionati nella emulsione ritornano dagli atomi che li hanno generati. Questo ritorno è simile a quello che produce la fosforescenza, ma avviene con una velocità molto minore.

Gli effetti fisiologici della luce che sono responsabili della visione, ecc., sono ordinariamente di natura fotochimica. Si è pensato che l'atto della visione sia fondamentalmente un semplice effetto fotoelettrico, poiché si hanno prove di mutamenti di carattere elettrico nella retina quando l'occhio riceve la luce.

GLI EFFETTI FOTOELETTRICI INTERNO ED ESTERNO Quando un quanto di luce cade su di un metallo, può essere assorbito da un elettrone solo se l'energia del quanto è sufficiente per portare l'elettrone in qualche stato libero piú elevato. In un metallo vi sono sempre degli stati liberi immediatamente al di sopra della banda dei livelli occupati. Quindi la luce che viene completamente assorbita porta gli elettroni a stati piú elevati con il risultato di un incremento della conducibilità elettrica. A temperature ordinarie l'incremento della conducibilità è solamente molto lieve, perché la banda di conduzione contiene già numerosi elettroni.

Nel caso degli isolanti, l'energia del quanto dovrebbe superare quella dello spazio compreso fra la banda inferiore occupata e quella superiore libera prima che un elettrone possa essere sollevato fino a quest'ultima. In modo simile nei semiconduttori l'energia del quanto incidente dovrebbe superare quella necessaria per sollevare un elettrone da un livello d'impurità ad un livello della banda superiore libera. Se l'energia del quanto *supera* questa, gli elettroni vengono sollevati nella banda di conduzione producendo *un aumento relativamente grande nella conducibilità elettrica*. Questo fenomeno si chiama *effetto fotoelettrico interno*. Questo effetto è applicato nelle "celle fotoconduttrici" di cui una tipica è quella al selenio. Se il selenio viene illuminato, l'effetto fotoelettrico interno produce una caduta della resistenza elettrica. Questa si può misurare facilmente e si può impiegare per la misura dell'intensità della radiazione incidente.

Un elettrone non può abbandonare la superficie, a meno di non aver

acquistato un'energia sufficiente a vincere la forza immagine. Perciò è necessaria un'energia ancora maggiore per distaccare completamente l'elettrone, anche se esso è già stato sollevato nella banda di conducibilità. Questa emissione di elettroni, la fotoemissione normale, costituisce *l'effetto fotoelettrico esterno.* Occorre osservare che l'effetto fotoelettrico interno *non* produce *un'emissione* di elettroni, mentre l'effetto fotoelettrico esterno *la produce.*

Sia l'effetto fotoelettrico interno che quello esterno sono stati impiegati nell'applicazione pratica alle *celle fotoelettriche.* Una cella è un apparecchio che serve per rivelare e misurare la luce. È evidente che gli strumenti capaci di far ciò avranno ampie applicazioni. La misura e la registrazione della intensità della luce sono tecnicamente importanti, in particolare nel film sonoro, nella televisione, ecc. Le fotocelle hanno anche molte notevoli applicazioni di carattere puramente scientifico. Vi sono molti tipi diversi di tali celle e noi ne esamineremo alcuni distinguendoli a seconda delle proprietà fotoelettriche su cui si basano.

CELLE FOTOEMISSIVE Queste celle utilizzano l'effetto fotoelettrico esterno e si possono dividere in *celle a vuoto* e *celle a gas.* La cella a vuoto consiste di una superficie fotosensibile preparata, sulla quale si fa cadere la luce provocando cosí l'emissione elettronica. Si misura la corrente elettronica che si stabilisce nella cella fra la superficie sensibile e un anodo, dopo aver applicato una differenza di potenziale di 100 volt circa fra il catodo sensibile e l'anodo. Sono stati impiegati molti tipi diversi di superfici sensibili. Per la rivelazione della luce bianca si usa una superficie composta, costituita da una pellicola di cesio depositata su di un sostegno d'argento che è coperto di ossido di cesio. Si può considerare che l'emissione sia prodotta da una superficie mista del tipo Cs-O-Ag. Per lavori spettrofotometrici si è trovata molto buona una superficie K-O-Ag. Se poi è in studio una ristretta regione spettrale, si può ottenere un aumento della sensibilità con l'impiego di una sostanza fotosensibile che abbia un massimo (effetto selettivo) nella regione studiata.

Le celle a vuoto sono estremamente esatte nella loro risposta, essendo l'emissione fotoelettrica *rigorosamente proporzionale alla intensità della luce.* Se si sceglie opportunamente il catodo, la sensibilità di una cella non varia per lunghissimi periodi di tempo. Queste celle non sono affatto cosí sensibili come quelle che descriveremo nei paragrafi seguenti, ma sono necessarie se si richiedono misure d'intensità esatte.

Un incremento di 10 volte nella sensibilità ha luogo se s'introduce una piccola quantità di gas nella cella a vuoto. Un tale rivelatore viene chiamato *cella fotoemissiva a gas.* L'incremento nella sensibilità è dovuto alla produzione di corrente incrementata dalla ionizzazione per urto. Ad una pressione opportuna del gas i fotoelettroni ionizzano il gas per urto e la corrente aumenta. È noto che il tempo impiegato per espellere un fotoelettrone da una superficie è minore di 10^{-8} secondi, e poiché il tempo impiegato da uno di questi elettroni per raggiungere un atomo e ionizzarlo è di solito minore di 10^{-6} secondi con le celle generalmente in uso, il *ritardo di tempo* fra l'arrivo della luce e la produzione della fotocorrente amplificata è *piccolissimo.* Perciò la cella può essere utilmente usata, se è necessario, con luce avente una intensità variabile molto rapidamente.

La tipica cella commerciale, costruita evaporando del cesio su una superficie d'argento, sulla quale vi sia un deposito di ossido di cesio, ha *una elevata sensibilità per il rosso,* perché il lavoro di emissione è basso e la soglia è nella regione rossa dello spettro. L'incremento della sensibilità prodotto con l'introduzione del gas ha reso questo tipo di cella commercialmente importante. Essa dà una buona risposta di frequenza, ma ha una precisione del 2 per cento solamente. Una luce d'intensità costante può produrre fotocorrenti che possono fluttuare entro il 2 per cento a causa delle irregolarità nell'amplificazione dovuta alla ionizzazione per urto. Le piccole fotocorrenti sono ordinariamente amplificate ulteriormente mediante valvole termoioniche.

CELLE RADDRIZZATRICI L'effetto fotoelettrico interno è stato applicato per la rivelazione della luce e sono stati costruiti due tipi di celle che sfruttano questo fenomeno: la *cella raddrizzatrice* e la *cella fotoconduttrice*; quest'ultima verrà discussa in seguito. Si ha un *limite di separazione fotoattivo,* quando si forma sulla superficie di una placca di metallo uno strato semiconduttore o mediante riscaldamento o per

spruzzamento catodico. Un caso tipico è la formazione di uno strato semiconduttore di Cu_2O mediante il riscaldamento in aria di una placca di rame. Si pensa che l'ossigeno funzioni come una impurità nell'ossido isolante trasformandolo cosí in un semiconduttore. È usata piú di frequente la cella raddrizzatrice con una pellicola ottenuta mediante spruzzamento, perché lo spessore della pellicola e la sua natura sono controllabili. In una cella siffatta, la luce cade sulla *faccia anteriore* del semiconduttore nel modo indicato dalla figura 5. La pellicola superficiale

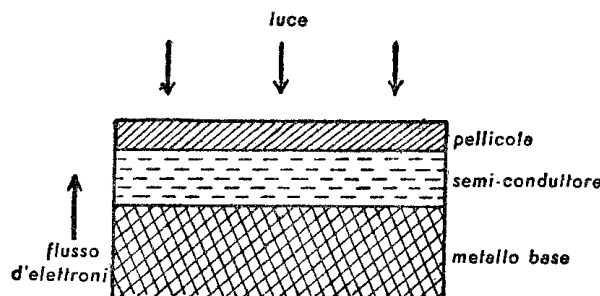



Figura 5

è effettivamente trasparente e, quando viene assorbita luce alla superficie di separazione fra la pellicola e il semiconduttore, gli elettroni viaggiano in senso contrario alla direzione della luce. Perciò l'illuminazione produce il passaggio della corrente attraverso la cella. Questa corrente *non* è proporzionale all'intensità del flusso luminoso in modo semplicemente lineare, ma dipende dalla resistenza dello strumento che rivela la corrente nel circuito. Quanto piú piccola è quest'ultima, con tanto migliore approssimazione è lineare la relazione fra la corrente e l'intensità luminosa.

Le celle raddrizzatrici *non* richiedono *l'applicazione di alcun potenziale esterno.* Esse sono robuste, a buon mercato e hanno una *elevata sensibilità*; infatti esse sono in grado di rivelare la luce con il medesimo grado di sensibilità delle celle fotoemissive a gas. Esse hanno uno svantaggio consistente nel fatto che la corrente *non può* essere facilmente amplificata dalle valvole termoioniche. Le correnti prodotte da intense sorgenti luminose, come la luce del giorno, sono sufficienti per fare

funzionare direttamente dei galvanometri senza che si renda necessaria un'amplificazione. Le celle sono state perciò ampiamente applicate nella costruzione di strumenti usati nella fotometria delle lampade, nei misuratori d'illuminazione e negli esposimetri fotografici, ecc.

Tutte le celle raddrizzatrici possiedono un effetto selettivo marcato nel verde o nel rosso. Esse sono sensibili ai cambiamenti di temperatura e *non* hanno *alcun ritardo di tempo effettivo* nel funzionamento.

CELLE FOTOCONDUTTRICI Anche le celle fotoconduttrici utilizzano l'effetto fotoelettrico interno, ma differiscono dalle celle raddrizzatrici nei riguardi delle condizioni della superficie di separazione. Gli elettroni si possono accumulare in uno spesso strato del semiconduttore al limite di separazione e dar luogo cosí ad una forza elettromotrice secondaria che alla fine può impedire il passaggio della fotocorrente primaria. In taluni semiconduttori, fra i quali il selenio occupa un posto importante, si ha il passaggio di una corrente secondaria che si aggiunge alla fotocorrente primaria. L'origine di questa corrente secondaria è ancora oscura. Essa rende la sostanza piú conduttrice e ha origine da un cambiamento nello stato della sostanza prodotto dall'accumulazione di elettroni primari sulla superficie limite. È necessario un *tempo definito* prima che la corrente secondaria sia completamente stabilita, ciò che porta ad un *considerevole ritardo di tempo* nel raggiungere lo stato finale per una data intensità di illuminazione. *I solfuri di selenio* e *di tallio* sono sostanze particolarmente buone per la costruzione di celle fotoconduttrici. Il cambiamento della resistenza che ha luogo per l'effetto dell'irraggiamento si può misurare con il metodo ordinario con un circúito a ponte.

Queste celle richiedono l'applicazione di un potenziale di circa 100 volt. Esse sono sensibili alle variazioni di temperatura (l'aumento di un grado della temperatura produce una variazione della risposta del 2 per cento) e hanno un ritardo di tempo approssimativamente di un decimo di secondo fra l'atto di ricevere la luce e la registrazione del completo cambiamento della resistenza. La sensibilità alla luce *non* è lineare. *Le celle sono molto selettive con un massimo nettamente marcato nel rosso o*

nell'infrarosso. Questo le rende molto piú sensibili al rosso dell'occhio umano. Esse *non possono* essere impiegate affatto per misure di *precisione*, ma sono meglio impiegate per rivelare la luce.

CONTATORI DELLA LUCE Quando si debbono rivelare sorgenti di luce estremamente deboli, si usano i *fotocontatori.* Le fotocelle normali sono piú sensibili dell'occhio e nel rosso le celle fotoconduttrici sono molto piú sensibili della vista umana. Per la luce bianca la soglia dell'*occhio* è di 10^{-12} lumen. Con questa intensità di illuminazione una cella sensibile dà una corrente di 6×10^{-6} ampere, se la cella ha la stessa apertura dell'occhio (un disco di 6 mm di diametro). Una tale corrente può essere rivelata con l'aiuto di amplificatori. Una cella tipica ha una superficie di assorbimento molto maggiore di quella dell'occhio ed è corrispondentemente piú sensibile se si dispone di un fascio di ampia apertura.

Un contatore di luce, o un fotocontatore, è un contatore di Geiger-Müller modificato, del quale esamineremo piú tardi l'applicazione alle osservazioni radioattive. Nel contatore di Geiger-Müller un cilindro di metallo (catodo) è rinchiuso in un tubo di vetro. Lungo l'asse del cilindro passa un filo *pulito* (anodo). Il tubo è riempito di gas alla pressione di 5 cm e vi si applica una differenza di potenziale di poco inferiore a quella capace di dar luogo ad una scarica a scintilla. Una ionizzazione vicino al filo, provocata con qualsiasi mezzo, porta alla ionizzazione per urto, e quindi alla scarica e al passaggio di un impulso di corrente che può essere facilmente rivelato.

In un contatore di luce la superficie interna del cilindro è rivestita di materiale fotosensibile ed il filo è pure rivestito di una pellicola di elevata resistenza. Il potenziale applicato supera il potenziale di scarica per il filo pulito, ma non ha luogo alcuna scarica a causa della pellicola di elevata resistenza. Quando la luce cade sul catodo sensibile vengono liberati fotoelettroni. Essi ionizzano per urto. A causa del rivestimento di alta resistenza che è deposto sul filo, per ogni elettrone liberato si produce un singolo impulso di corrente.

Il fotocontatore è essenzialmente uno strumento atto alla rivelazione

di *sorgenti di luce estremamente deboli.* Con una superficie sensibile di 12 cm² è possibile rivelare un flusso di luce di *un unico quanto al secondo.* Il significato di ciò si può apprezzare quando si consideri che un quanto di luce gialla (luce del sodio) ha una energia di soli $3{,}3\times10^{-12}$ erg.

8.

Gli spettri atomici e il sistema periodico

LO SPETTRO DELL'ELIO IONIZZATO L'elio (numero atomico 2) possiede due elettroni nel suo involucro esterno e una massa nucleare di circa 4. Se esso viene ionizzato allontanando uno degli elettroni, l'atomo residuo possiede solamente un elettrone esterno ed è perciò simile all'idrogeno, dal quale differisce per il nucleo che ha una carica doppia del nucleo dell'idrogeno e una massa circa quadrupla. Nella teoria elementare di Bohr, per la serie di Balmer, si è supposto che il nucleo sia tanto piú pesante dell'elettrone da ritenere in prima approssimazione che la sua massa si possa considerare infinita. Un nucleo infinito dovrebbe rimanere in quiete, invece effettivamente sia il nucleo che l'elettrone ruotano attorno al loro comune centro di gravità. Si può dimostrare, con una semplice applicazione della dinamica dei corpi in rotazione, che le formule dedotte nell'ipotesi di un nucleo di massa infinita valgono ancora per un nucleo di massa non infinita, se la massa m dell'elettrone nelle formule viene sostituita con la "massa ridotta" μ, dove $\mu = mM/(m+M)$, M è la massa del nucleo. Quando si tenga conto della massa nucleare finita, si hanno interessanti differenze fra lo spettro dell'idrogeno e quello dell'elio ionizzato.

Lo spettro dell'elio ionizzato dovrebbe essere simile a quello dell'idrogeno, poiché entrambi gli atomi hanno un solo elettrone, ma vi saranno delle differenze dovute al fatto che:

1) la carica nucleare è 2 anziché 1;

2) la massa nucleare è approssimativamente quattro volte quella dello idrogeno.

Considerando dapprima l'effetto dell'aumento di carica e trascurando

la differenza nella massa nucleare che in entrambi i casi si suppone infinita, è evidente che l'elio ionizzato darà una serie simile alla serie di Balmer; le righe obbediscono infatti alla formula

$$\nu' = (2\pi^2 Z^2 e^4 m/ch^3)(1/n_1^2 - 1/n_2^2)$$
$$= Z^2 R_H (1/n_1^2 - 1/n_2^2)\,.$$

R_H è la costante di Rydberg per l'atomo d'idrogeno. Siccome $Z=2$, la serie del He^+ sarà formalmente identica a quella dell'idrogeno ma in luogo di R_H vi sarà $4R_H$. In prima approssimazione ciò è confermato dall'esperienza poiché le righe della serie dell'elio ionizzato, scoperte da Pickering, quasi coincidono alternativamente con le righe dell'idrogeno come sono previste dalla teoria di Bohr (fig. 1).

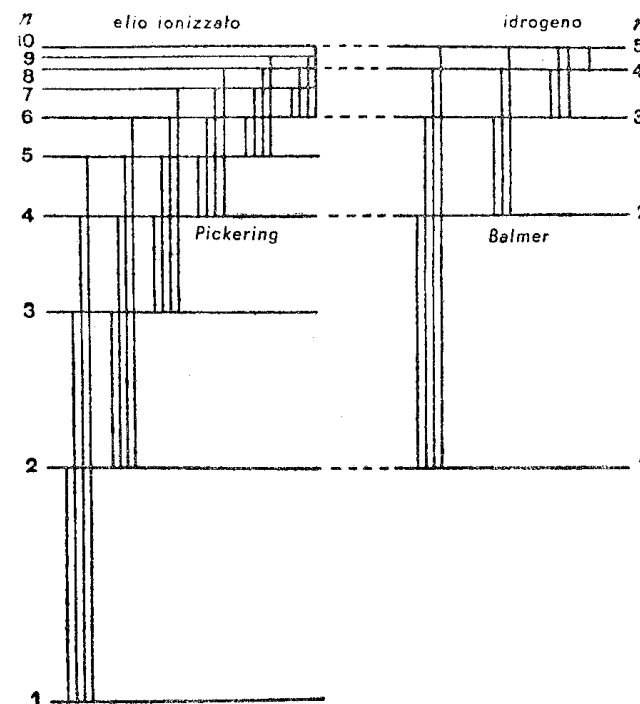



Figura 1

Tuttavia la coincidenza delle righe dei due atomi non è assolutamente esatta; il motivo di ciò sta nelle masse nucleari differenti. Le costanti

di Rydberg per i due atomi non sono completamente identiche quando si impiegano le masse ridotte degli elettroni. L'espressione generale della costante di Rydberg usando la massa ridotta (definita per $Z=1$) è

$$R=(2\pi^2 e^4 m/ch^3)[1/(1+m/M)].$$

Se R_{He^+} e R_H sono le costanti di Rydberg per l'elio ionizzato e per l'idrogeno rispettivamente e M_{He} e M_H le masse nucleari, da quanto abbiamo visto di sopra

$$R_{He^+}/R_H=(1+m/M_H)/(1+m/M_{He})$$
$$=(1+m/M_H)(1-m/M_{He})$$

in prima approssimazione; perché il rapporto fra la massa dell'elettrone e quella del nucleo è piccolo.

Cosí abbiamo pure

$$R_{He^+}/R_H=1+(m/M_H)-(m/M_{He})$$
$$=1+(m/M_H)(1-M_H/M_{He}).$$

La quantità M_H/M_{He} è il rapporto fra la massa del protone e quella del nucleo dell'elio, il cui valore di 1/3,98 è noto dalla spettrografia di massa. Perciò la determinazione sperimentale del rapporto R_{He^+}/R_H ci fornisce il valore di m/M_H, che è il rapporto fra la massa dell'elettrone con quella del protone. Il valore numerico sperimentale di R_{He^+} è 109722 e quello di R_H è 109677. Se questi valori si introducono nella formula precedente, il rapporto m/M_H risulta 1/1843, che è molto prossimo al valore trovato mediante le esperienze sulla deviazione degli elettroni. Questo fu uno dei primi trionfi della teoria di Bohr. La formula interpreta tanto bene il fenomeno che il metodo spettroscopico è considerato ora uno dei sistemi migliori per ottenere misure esatte della massa elettronica e del rapporto fra la carica e la massa.

LE SERIE NEGLI SPETTRI A RIGHE Le serie che compaiono negli spettri dell'idrogeno e dell'elio ionizzato sono ben evidenti. La maggior parte degli spettri sono notevolmente piú complessi di questi due e, sebbene molti di essi contengano migliaia di righe, *è stato possibile sistemare tutte le righe di ogni spettro in serie*. Nella grande maggioranza dei casi, i componenti individuali di una serie si sovrappongono ad altre serie ed è necessaria una grande abilità per separare i componenti della serie fra la massa confusa delle righe ordinariamente osservabili. Gli spettri emessi da atomi plurivalenti a destra della tavola periodica, e dalle terre rare, sono particolarmente complicati. Considereremo perciò un tipo di spettro chiamato *idrogenoide*. Uno spettro di questo genere è quello emesso da un atomo monovalente, come quello di un metallo alcalino o di un metallo alcalino terroso, il quale ha perduto un elettrone per ionizzazione. Gli spettri di tutti gli atomi, appartenenti ad un dato gruppo del sistema periodico, hanno una struttura molto simile, in modo che la discussione delle caratteristiche dello spettro del sodio toccherà aspetti generali che si potranno trovare in tutti gli spettri degli idrogenoidi.

Sebbene la teoria di Bohr si applichi molto bene allo spettro dell'idrogeno nei suoi aspetti piú salienti, l'osservazione piú accurata mostra che *ogni membro della serie di Balmer non è costituito da una riga semplice, ma possiede una struttura molto sottile*. Ogni riga è complessa e presenta ciò che viene chiamata *struttura fine*. La spiegazione dell'origine di questa struttura fine è legata alla spiegazione delle serie complesse trovate in tutti gli spettri degli idrogenoidi. Sommerfeld riuscí a spiegare entrambi questi fenomeni supponendo l'esistenza di *orbite ellittiche* oltre alle orbite circolari proposte da Bohr.

ORBITE ELLITTICHE In un'orbita ellittica un elettrone ha *due* gradi di libertà. Per rappresentare il moto dell'elettrone adoperiamo le coordinate polari: r, distanza dell'elettrone dal nucleo, e θ, angolo azimutale. *Ogni grado di libertà deve essere quantizzato*, richiedendo una condizione quantica separata. Wilson e Sommerfeld dimostrarono che la quantizzazione di Bohr del momento angolare in un'orbita circolare era un caso particolare di una espressione piú generale di quantizzazione data da

$$\int p\,dq=nh,$$

dove p è un impulso e q la corrispondente coordinata di posizione. Cosí per un'orbita circolare di Bohr l'integrale calcolato per una intera rivoluzione risulta

$$\int_0^{2\pi r} mv \cdot dx = nh$$

cioè
$$mvr = nh/2\pi ,$$

la quale non è altro che la condizione di quantizzazione di Bohr.

Nel caso di un'orbita ellittica, ogni variabile obbedisce alla relazione di Wilson-Sommerfeld, perciò

$$\int p_\theta \, d\theta = kh$$

$$\int p_r \, dr = n_r h ,$$

dove p_θ e p_r sono i momenti angolare e radiale. Sono qui comparsi due nuovi numeri quantici, k e n_r, in luogo di quello unico trovato in precedenza, n. Integrando rispetto a una rivoluzione completa, risulta

$$1-\varepsilon^2 = k^2/(k+n_r)^2 = $$
$$= b^2/a^2$$

dove ε è l'eccentricità dell'ellisse avente a e b rispettivamente come semiasse maggiore e semiasse minore. Siccome ambedue i numeri quantici k e n_r sono interi, la somma $n = k + n_r$ può avere i valori 1, 2, 3 ... La quantità n si chiama il numero quantico totale dell'elettrone. Ne segue che esiste solamente un certo numero di orbite possibili, cioè *quelle per le quali il rapporto fra l'asse minore e l'asse maggiore dell'ellisse corrisponde al rapporto fra due numeri interi.*

Il calcolo dell'energia totale di un elettrone in un'orbita ellittica con il metodo di Bohr dà

$$E = -2\pi^2 Z^2 e^4 m/n^2 h^2 ,$$

valore dell'energia che è identico a quello di un'orbita circolare di Bohr di raggio eguale ad a, cioè eguale al semiasse maggiore dell'ellisse. Perciò,

nell'àmbito di questa approssimazione, le orbite circolari ed ellittiche con il medesimo valore n hanno la stessa energia e quindi non si possono distinguere. Effettivamente questo non corrisponde esattamente alla realtà.

Dall'espressione della eccentricità dell'ellisse data di sopra, si potrà vedere che quando $n = k$ la traiettoria diviene circolare perché ε è eguale a zero. Il numero quantico k non può mai diventare eguale a zero perché allora l'ellisse degenererebbe in una retta passante per il nucleo. Evidentemente per un dato valore di $n = k + n_r$, k può assumere n possibili valori differenti. Perciò vi sono n tipi di ellissi e le orbite divengono sempre piú eccentriche nella misura che k assume valori piú piccoli. (Secondo questo modello il momento angolare dell'elettrone nella sua orbita è $kh/2\pi$, ma un'analisi piú accurata ha mostrato che questa ipotesi non è del tutto corretta: è preferibile usare come numero quantico $l = k - 1$ e allora la meccanica ondulatoria trova che il momento angolare orbitale è $\sqrt{l(l+1)} \cdot h/2\pi$.) La figura 2 illustra le orbite ellittiche permesse dalla teoria.

Sebbene la teoria *semplice* preveda che tutte le orbite che hanno lo

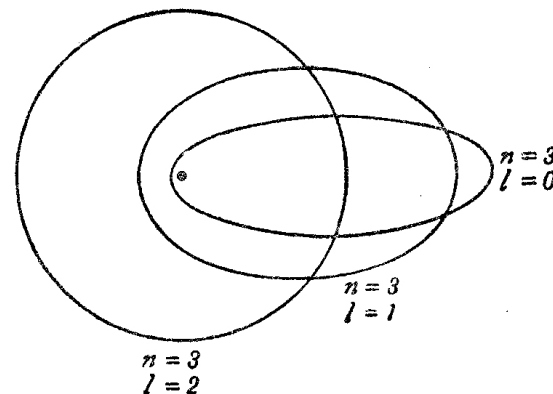



Figura 2

stesso asse maggiore debbono possedere la stessa energia, Sommerfeld dimostrò che ciò non è rigorosamente vero. Un elettrone in un'orbita ellittica si avvicina al nucleo e cosí facendo acquista un'alta velocità,

poiché la velocità nei pressi del nucleo è maggiore di quando si trova lontano da esso. La teoria della relatività dimostra che la *massa* di una particella aumenta con l'aumentare della sua velocità. L'effetto è apprezzabile solamente per altissime velocità ma è sufficiente per *aumentare* l'energia dell'elettrone in un'orbita piú ellittica rispetto a quella di un'orbita meno ellittica, anche se l'asse maggiore rimane invariato. Cosí fra tutte le orbite aventi un dato valore n, quella con $l=0$ possiede un'energia un po' superiore a quella con $l=1$, quella con $l=1$ un'energia superiore a quella con $l=2$, ecc. Quetso si applicherà ora alla spiegazione dei dettagli degli spettri idrogenoidi.

SPETTRI A UN ELETTRONE La struttura della tavola periodica ci permette di concludere (di ciò si discuterà piú dettagliatamente in seguito) che gli elettroni extranucleari si possono pensare raggruppati in *strati chiusi*. In effetti i metalli alcalini consistono di un nucleo, di un certo numero di strati completamente occupati e di *un unico elettrone esterno, l'elettrone ottico.* I costituenti il gruppo successivo della tavola periodica hanno *due* elettroni ottici, quelli del gruppo seguente *tre*, ecc. In tal modo il sodio si può considerare come un atomo in cui un solo elettrone partecipa alla produzione dello spettro.

Questo elettrone ottico può occupare diverse orbite e, quando è situato in un'orbita particolare, esso viene denominato con una lettera *minuscola* che ne identifica l'orbita. Quando l'elettrone è in un'orbita con $l=0$ si chiama un elettrone s, quando è in un'orbita con $l=1$ si chiama un elettrone p, ecc. Le lettere particolari che sono impiegate hanno la loro origine da una prima classificazione empirica (vedi sotto). Nella tabella 1 le lettere minuscole designano l'elettrone. Quando l'*elettrone* è situato in una certa orbita, si dice che l'atomo è in uno *stato* corrispondente, che viene indicato con una lettera *maiuscola.* In questo caso la stessa lettera viene usata per designare l'elettrone e lo stato atomico, ma ciò accade solamente negli spettri ad un solo elettrone. Nel calcio, per esempio, dove vi sono due elettroni di valenza, uno di questi può essere un elettrone p, l'altro un elettrone d, e l'atomo si può trovare in uno stato F.

TABELLA 1

Numero quantico angolare orbitale dell'elettrone	0	1	2	3	4	5	6 ...
Designazione dell'elettrone	*s*	*p*	*d*	*f*	*g*	*h*	*i* ...
Stato atomico	*S*	*P*	*D*	*F*	*G*	*H*	*I* ...

Nella figura 3 sono illustrate le orbite mediante i simboli convenuti. Il numero quantico totale n è posto *davanti* alla lettera indicante il valore l dell'orbita. Un elettrone nella seconda orbita con $l=1$ viene

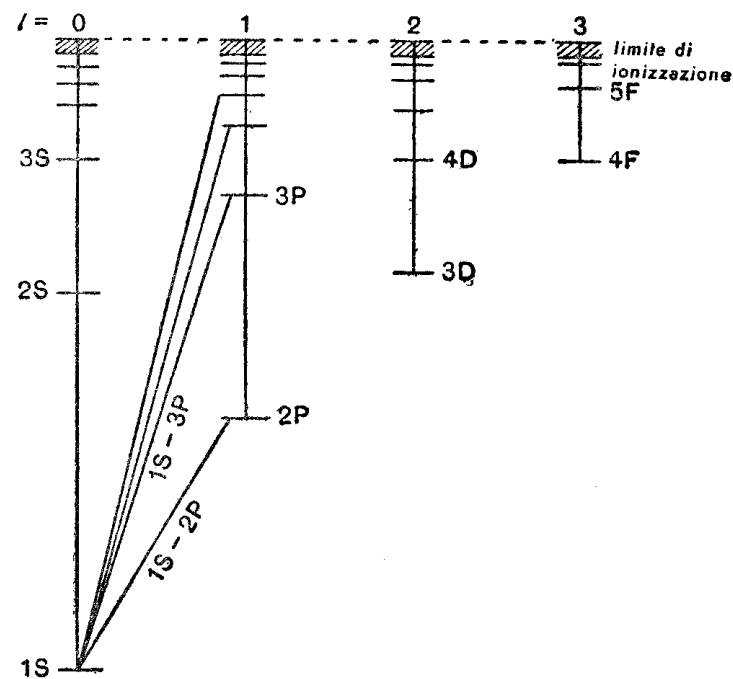



Figura 3

denominato elettrone $2p$, uno della quinta orbita $l=4$ è un elettrone $5g$, ecc. Da quanto è stato precedentemente discusso segue che il *valore piú basso possibile di n* associato ad un dato valore di l è sempre $l+1$. Cosí, $1s$, $2p$, $3d$... sono le orbite piú basse possibili con valori di $l=0$, 1, 2 ... ecc. Le orbite $1p$, $2d$, $3f$... ecc. *non esistono.* È possi-

bile ora rappresentare in un diagramma le varie orbite associando ad esse le rispettive energie come nella figura 3. Ogni livello energetico, che corrisponde ad un'orbita, si chiama un *termine spettrale*. Quando l'elettrone è situato in un'orbita particolare, si dice che l'atomo è *in uno stato atomico* che ha la stessa denominazione del termine.

Le transizioni possono avere luogo fra termini determinati, e, quando un elettrone si muove da un termine ad un altro, l'atomo emette un *singolo quanto*, che costituisce *una riga* dello spettro. Lo spettro complesso che ordinariamente si osserva, rappresenta le transizioni provenienti da un *gran numero di atomi*, perché una transizione provoca una sola riga di emissione. Per ogni dato valore di l, i termini tendono ad un limite, il *limite della serie*; tale gruppo di termini si chiama *sequenza*.

La ben nota riga gialla del sodio fu dapprima descritta come $1S-2P$, perché era considerata come una transizione che avveniva da un livello superiore $2P$ ad un livello inferiore $1S$. Sia la teoria che l'osservazione mostrano che il numero delle transizioni è limitato da un *principio di selezione*, vale a dire che possono aver luogo solo determinate transizioni. Le transizioni sono possibili solamente fra due termini i cui *valori di l differiscono di* ± 1. Questo correntemente si scrive $\Delta l = \pm 1$. In accordo con questa regola le transizioni possono aver luogo per esempio fra *ogni* termine S e *ogni* termine P, oppure fra *ogni* termine P ed *ogni* termine D, ma non fra un termine S e un termine S (perché allora $\Delta l = 0$) o un termine S e un termine D ($\Delta l = 2$), ecc. È evidente che delle serie simili a quella di Balmer possono originarsi con le transizioni da *tutti* i termini di una sequenza a *un* termine di un'altra sequenza. Per esempio $1S-mP$ rappresenta una serie, se m assume i valori 2, 3, 4 ... ecc.

Storicamente certe serie furono trovate e denominate prima della scoperta della teoria quantistica degli spettri. Queste serie per il sodio erano:

Serie netta (*sharp*)	$2P-mS$
Serie principale (*principal*)	$1S-mP$
Serie diffusa (*diffuse*)	$2P-mD$
Serie fondamentale (*fundamental*)	$3D-mF$

Questi nomi furono adottati principalmente a causa dell'aspetto apparente delle righe. Le lettere *s, p, d, f* sono le iniziali dei nomi delle serie. La notazione precedente è una forma abbreviata per scrivere l'energia mediante i termini, perché sappiamo che la frequenza di una riga è data dalla differenza di due termini come nella serie di Balmer. Infatti l'osservazione mostra che *tutte* le serie si formano nello stesso modo con termini della forma R/n^2, dove R è la costante di Rydberg, ma, nel caso generale, n non è necessariamente intero. Ogni termine si può anche scrivere $R/(n-\mu)^2$, dove n è intero e μ minore di uno. Questa quantità, μ, il *difetto quantico* (*quantum defect*), rappresenta la deviazione da un numero intero; essa si è trovata praticamente *costante per tutti i termini di una sequenza*. Il valore di μ differisce da sequenza a sequenza, e diminuisce col diminuire della ellitticità. Esso è molto piccolo nelle orbite f (le quali hanno $l=3$), quindi queste ultime danno termini molto simili ai termini dell'idrogeno. Per questa ragione questi furono chiamati "fondamentali", ma ora sappiamo che non si deve

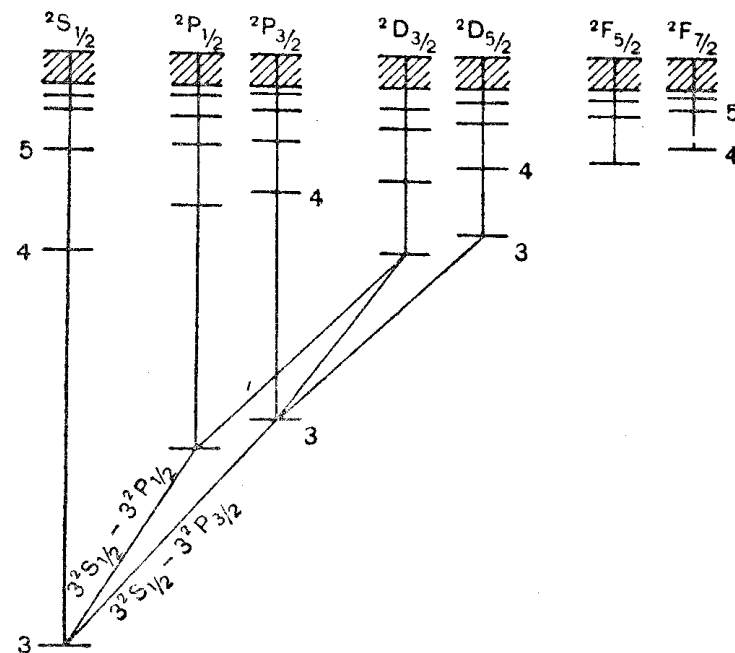



Figura 4

loro attribuire alcun significato speciale. I numeri quantici totali usati nel descrivere queste transizioni non sono gli stessi di quelli impiegati ora. I numeri quantici impiegati di sopra erano puramente empirici e ora sono ordinariamente sostituiti dai veri numeri quantici mostrati nella figura 4. Tuttavia in talune pubblicazioni il criterio empirico è rimasto, e il numero quantico ivi adottato si basa sul numero "effettivo" della sequenza di Rydberg.

L'ELETTRONE ROTANTE Sebbene la scoperta dell'esistenza delle orbite ellittiche con diversi valori l riuscisse a spiegare, in generale, le combinazioni dei termini osservati, la *struttura a multipletti* degli spettri (chiamata talvolta la struttura fine) non trova alcuna spiegazione senza l'introduzione di ulteriori proprietà elettroniche. Cosí era noto da molti anni che la riga gialla del sodio e gli altri componenti di tutta la serie relativa sono costituiti di doppietti stretti. Nei componenti della serie del magnesio si trovano dei tripletti stretti e con lo spostarsi verso destra nella tavola periodica i componenti della serie divengono sempre piú complessi. Tanto piú pesante è l'atomo e tanto maggiore risulta la separazione in lunghezze d'onda dei multipletti. Per esempio, i componenti il doppietto della riga gialla del sodio hanno una distanza di soli 6 ångstrom, mentre il tripletto visibile del mercurio si estende per 1400 ångstrom. Evidentemente il nome di "struttura fine" non è applicabile agli atomi piú pesanti, onde è preferibile quello di "struttura a multipletti".

Poiché i numeri quantici n e l non erano riusciti a spiegare la struttura a multipletti, Goudsmit e Ühlenbeck proposero nel 1926 la *teoria dell'elettrone rotante*. Secondo tale teoria l'elettrone possiede un momento angolare (*spin*) di $(1/2)(h/2\pi)$. Evidentemente un elettrone rotante deve avere un momento magnetico e siccome per il moto lungo l'orbita esso produce pure un momento magnetico, questi due interagiranno fra loro. Il momento angolare dello *spin*, denominato col numero quantico s $(s=\frac{1}{2})$, si può combinare in modo vettoriale con il momento angolare orbitale l per formare una risultante, denotata col numero quantico j, che in tal modo rappresenta il momento angolare totale

dell'elettrone. Il vettore somma si denomina ordinariamente con $j=l\pm s$ ed è quantizzato.

Consideriamo ora l'effetto dello *spin* dell'elettrone sui termini S, P, D ed F del sodio. Ogni termine S deve avere il valore di l eguale a zero, e poiché $s=\frac{1}{2}$, j deve essere allora eguale a $\frac{1}{2}$. Il valore di j viene sempre indicato con un indice, cosí il termine ora descritto si scriverà $S_{1/2}$. I termini P hanno ciascuno $l=1$, quindi il vettore somma di s e di l dà luogo a $j=\frac{1}{2}$ quando i vettori sono *opposti* fra loro, e $j=\frac{3}{2}$ quando essi sono *paralleli*. Ciò che prima era stato trattato come un unico termine P lo si deve ora riguardare *scisso in due livelli*, poiché le energie delle orbite elettroniche differiscono nei due casi. I due termini vengono denominati rispettivamente $P_{1/2}$ e $P_{3/2}$. In modo analogo i termini $D_{3/2}$, $D_{5/2}$ e $F_{5/2}$, $F_{7/2}$ hanno la loro origine dalla interazione fra lo *spin* dell'elettrone e il momento angolare orbitale dei livelli D ed F. Escluso il termine S, *che è il solo a restare unico perché* $l=0$, *ogni termine è doppio*. I termini perciò sono chiamati doppietti. Questo fatto viene indicato con un 2 scritto in alta a sinistra del termine, per esempio $^2S_{1/2}$, $^2P_{1/2}$, $^2P_{3/2}$, $^2D_{3/2}$, $^2D_{5/2}$, ecc. Se si tiene conto dello *spin* dell'elettrone la transizione $3S-3P$ (la riga gialla) diviene il doppietto che si vede nella

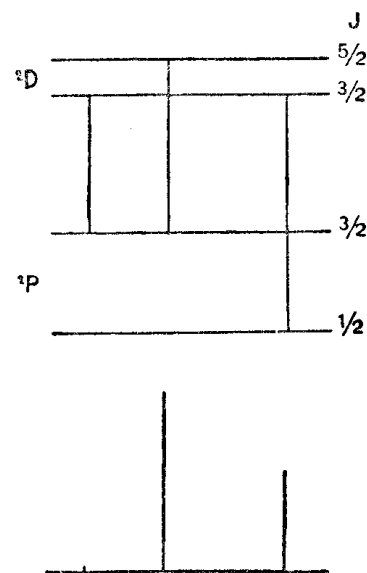



Figura 5

figura 4. Un principio di selezione vige pure nella transizione dei termini multipletti cioè $\Delta j = \pm 1$ *o* 0 (*ma è proibita la transizione* $0 \rightarrow 0$). L'applicazione della regola di selezione, per esempio, a $3P-3D$ dà luogo a tre righe, poiché la transizione $\Delta j = 5/2 \rightarrow 1/2$ è proibita. Si dice ancora che le tre righe formano un *multipletto di doppietti* poiché i termini che essi implicano hanno una struttura a doppietti (fig. 5).

SPETTRI A MOLTI ELETTRONI Quando un atomo possiede un certo numero di elettroni di valenza, la molteplicità diviene piú complessa. Ognuno di questi elettroni possiede un particolare valore di l ed anche uno *spin* di 1/2. Nei diversi casi lo spin e il momento orbitale possono combinarsi in modo diverso. È possibile che $\boldsymbol{l}$ ed $\boldsymbol{s}$ per ogni elettrone si combinino e diano un valore di $\boldsymbol{j}$ per ciascuno. I valori di $\boldsymbol{j}$ si combinano per formare un risultante $\boldsymbol{J}$ che rappresenta il momento angolare totale di tutti gli elettroni di valenza. (*Nella notazione vettoriale si usano le lettere maiuscole per rappresentare il vettore risultante dell'intero atomo, mentre le lettere minuscole si riferiscono ai singoli elettroni.*) Questo tipo di accoppiamento è chiamato accoppiamento (j, j). In altri casi, i valori di $\boldsymbol{l}$ di tutti gli elettroni si uniscono per dar luogo al valore risultante $\boldsymbol{L}$ e i valori di $\boldsymbol{s}$ al risultante $\boldsymbol{S}$. Allora abbiamo come prima $\boldsymbol{J}=\boldsymbol{L}\pm\boldsymbol{S}$. Quando vi sono diversi elettroni di valenza, $\boldsymbol{S}$ può assumere piú di un valore per un dato $\boldsymbol{L}$ perché i valori individuali $\boldsymbol{s}$ possono combinarsi in vario modo. Questo fatto porta a piú di una molteplicità. Il modo in cui ciò accade verrà chiarito con una considerazione su di uno spettro a due elettroni come quello del calcio.

Con due elettroni di valenza, $\boldsymbol{S}$ può avere il valore 0 o il valore 1 secondo che gli *spin* dei due elettroni sono opposti o concordi fra di loro. Nel primo caso, quando $\boldsymbol{S}=0$, $\boldsymbol{J}$ è, *in ogni termine*, eguale a $\boldsymbol{L}$, da cui risulta che tutti i termini *hanno un valore unico*, cioè, ${}^1S_0$, ${}^1P_1$, ${}^1D_2$, ${}^1F_3$, ecc. La molteplicità "1" è scritta a sinistra, come nel caso dei doppietti, e si noterà che in ogni caso il valore di $\boldsymbol{J}$ è il medesimo del valore di $\boldsymbol{L}$.

Quando $\boldsymbol{S}=1$, ogni termine (oltre ai termini *S che sono sempre unici*) diviene triplo. Per esempio, un termine P ha $\boldsymbol{L}=1$ e siccome $\boldsymbol{S}=1$ questi due vettori possono combinarsi e dare per $\boldsymbol{J}$ i numeri quantici

0, 1, 2. Allora i termini possibili sono ${}^3P_0$, ${}^3P_1$, ${}^3P_2$. In modo analogo un termine D con $\boldsymbol{L}=2$ dà valori di $\boldsymbol{J}$ 1, 2, 3 quando si combina con $\boldsymbol{S}=1$. Cosí i termini tripletti D sono ${}^3D_1$, ${}^3D_2$, ${}^3D_3$. Tutti i termini rimanenti dello spettro si scindono in tripletti. È facile mostrare che la molteplicità è in ogni caso $2\boldsymbol{S}+1$. Quando $\boldsymbol{S}=0$ abbiamo dei singoletti, quando $\boldsymbol{S}=1/2$ dei doppietti, tripletti per $\boldsymbol{S}=1$, quartetti per $\boldsymbol{S}=3/2$, ecc. Un atomo che possieda, per esempio, sette elettroni d nello strato piú esterno, può avere valori di $\boldsymbol{S}$ superiori a 7/2 portando cosí ad una molteplicità otto (ottetti). Esistono poi anche molteplicità piú complesse.

LE REGOLE DELL'INTERVALLO E DELL'INTENSITÀ Si trova che i livelli che costituiscono un multipletto, in molti casi ubbidiscono assai bene ad una regola chiamata *regola dell'intervallo di Landé*. Questa stabilisce che l'intervallo (in frequenza) fra due termini di momenti totali angolari rispettivamente $\boldsymbol{J}+1$ e $\boldsymbol{J}$ è proporzionale a $\boldsymbol{J}+1$. Prendiamo il caso del multipletto ${}^3D$, i cui termini sono ${}^3D_3$, ${}^3D_2$, ${}^3D_1$. In esso, i livelli distano fra loro in modo che gli intervalli di frequenza sono nel rapporto 3:2. Un multipletto ${}^4D$ con i termini ${}^4D_{7/2}$, ${}^4D_{5/2}$, ${}^4D_{3/2}$ presenta rapporti d'intervallo 7:5:3. Vi sono molte deviazioni dalla regola dell'intervallo, ma di queste si può dare una spiegazione. Questo fatto si verifica di solito quando l'accoppiamento degli elettroni non è completamente del tipo (j, j) né del tipo $(\boldsymbol{L}, \boldsymbol{S})$, ma intermedio fra questi due estremi.

Le righe che costituiscono un multipletto sono in generale d'intensità differenti. Si può dimostrare, sia teoricamente che sperimentalmente, che la somma delle intensità di tutte le righe che giungono, o partono, da un dato termine $\boldsymbol{J}$ di un multipletto, è proporzionale a $2\boldsymbol{J}+1$. Applicando ciò, per esempio, alle due componenti del doppietto giallo del sodio $3^2S_{1/2}-3^2P_{1/2}$ e $3^2S_{1/2}-3^2P_{3/2}$, si ha che il rapporto dell'intensità delle due righe dovrebbe essere 1:2. In effetti, ciò è confermato dall'osservazione.

IL PRINCIPIO DI ESCLUSIONE DI PAULI Uno dei piú importanti successi del metodo spettroscopico nello studio della struttura atomica è costi-

tuito dal modo con cui si può spiegare la tavola periodica degli elementi. È già stato segnalato che per definire l'orbita di un elettrone sono necessari i numeri quantici n, l, s e j. Vi sono altre vie per pervenire a questo risultato. Se gli atomi emittenti sono mantenuti in un campo magnetico moderatamente forte, ogni singola *riga* spettrale si scinde in un piccolo gruppo di righe distanziate di solito in modo simmetrico. Questo costituisce l'*effetto Zeeman*, che è conosciuto già da molti anni. Si è trovato che ogni *termine* si scinde in $2j+1$ livelli *magnetici*. Dal punto di vista fisico ciò significa che in un campo magnetico il vettore j può assumere solamente direzioni distinte quantizzate rispetto al campo magnetico esterno che si deve applicare. Si deve concludere che è necessario introdurre un altro numero quantico. Questo si chiama il *numero quantico magnetico* m ed evidentemente esso esiste teoricamente, anche se non vi è alcun campo magnetico.

Supponiamo di considerare un unico elettrone, di cui abbiamo solamente i valori l ed s che si combinano per dare il valore j. Il campo magnetico esterno si può aumentare in modo da renderlo cosí intenso che il legame d'accoppiamento magnetico fra l ed s si spezzi, dato che questi ultimi sono legati magneticamente. Non ha luogo alcuna risultante j e abbiamo in luogo di m i numeri quantici magnetici m_l ed m_s, che sono rispettivamente le proiezioni di l e di s nella direzione del campo magnetico. Quando questo ha luogo, si dice che si verifica l'*effetto Paschen-Back* (dal nome degli scopritori). Perciò un elettrone si può definire in modo piú esatto con i numeri quantici n, l, s, m_l, m_s, perché i numeri quantici magnetici sono possibili anche quando non vi è alcun campo. Poiché per ogni elettrone lo *spin*, $s=1/2$, è il medesimo, ne segue che *ogni elettrone può essere denotato con i quattro numeri quantici n, l, m_l, m_s, che esso possederebbe qualora fosse in un intenso campo magnetico.*

I quattro possibili numeri quantici che un elettrone può acquistare sono governati da una importante regola fondamentale, il *principio di esclusione di Pauli.* Questo afferma che *due elettroni* in un atomo non possono avere gli stessi numeri quantici n, l, m_l, m_s. Quando si applica questo principio agli elettroni negli atomi, se ne possono dedurre due importanti considerazioni. Dapprima, come conseguenza di questa

limitazione, si può dimostrare che in un atomo non vi possono essere piú di $2n^2$ elettroni con lo stesso numero quantico n. In secondo luogo. si può dimostrare che per ogni valore dato di n vi possono essere sola, mente $2(2l+1)$ elettroni con ogni valore particolare di l. Queste due deduzioni spiegano completamente la formazione del sistema periodico nel modo seguente.

IL SISTEMA PERIODICO Consideriamo dapprima tutti i possibili elettroni che possono esistere in un atomo con $n=1$. Siccome il massimo numero possibile è $2n^2$, ve ne possono essere solamente due. È chiaro che l dovrà essere eguale a zero per entrambi questi elettroni. Perciò vi sono due elettroni $1s$ possibili e *nessun altro con* $n=1$. Tutti gli elettroni che hanno lo stesso numero quantico totale n si dice che appartengono ad uno strato, e gli strati sono denominati K, L, M, N, ecc., per $n=1, 2, 3, 4$, ecc. Il primo strato completo, lo strato K, consiste allora di due elettroni $1s$.

Per il secondo strato, strato L, il numero quantico totale è $n=2$ in modo che lo strato può contenere fino a otto elettroni ($2n^2=8$). La seconda regola mostra che questo strato non può contenere piú di due elettroni $2s$ e piú di sei elettroni $2p$, infatti $2(2l+1)=6$, quando $l=1$. La conseguenza della seconda regola è che *entro ogni strato si formano dei sottogruppi, e tutti gli elettroni situati in un sottogruppo hanno gli stessi valori di n ed l.* Questi gruppi, che furono classificati per la prima volta da Stoner, sono illustrati nella tabella 2 per gli strati K, L, M, N. Tutti gli elettroni appartenenti ad un sottogruppo si chiamano *elettroni equivalenti*, e si usa indicare il numero di tali elettroni esistenti in un atomo con un indice. Due elettroni $1s$ si scrivono: $1s^2$, 4 elettroni $2p$: $2p^4$, sette elettroni $4f$: $4f^7$, ecc.

TABELLA 2

Strato	K	L	M	N
n	1	2	3	4
Elettroni possibili	$1s$	$2s$ $2p$	$3s$ $3p$ $3d$	$4s$ $4p$ $4d$ $4f$
Massimo di elettroni	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14
Totale $2n^2$	2	8	18	32

Consideriamo ora il sistema periodico alla luce del numero possibile degli elettroni nei sottogruppi. *L'ipotesi fondamentale che si ammette è che il numero degli elettroni di un atomo sia eguale al numero atomico,* cioè al numero d'ordine che stabilisce la posizione dell'atomo nel sistema periodico, partendo dall'idrogeno come primo atomo. Le proprietà chimiche di un atomo sono *completamente* determinate dal numero degli elettroni esterni, che vengono volta per volta fissati dalla carica nucleare. Ogni struttura elettronica dell'atomo si forma aggiungendo un unico elettrone alla struttura elettronica (o *configurazione elettronica,* come spesso si dice) caratteristica dell'atomo che precede nel sistema periodico. I numeri quantici scelti per questo elettrone aggiunto sono tali da porlo *nello stato piú strettamente legato possibile*: in conseguenza l'energia potenziale dell'atomo si deve ridurre al minimo. Si dice che l'atomo è al suo *stato normale*, quando la sua energia potenziale è *minima.*

Partendo dall'idrogeno, che ha un solo elettrone extranucleare, è chiaro dalla tabella 2 che questo elettrone al suo stato normale occupa un'orbita $1s$. (Esso può occupare ognuna delle orbite piú elevate quando l'atomo è *eccitato.*)

L'elio ha due elettroni, ed entrambi possono occupare le orbite $1s$. Cosí facendo, l'energia potenziale è minima. Allora la configurazione dell'elio normale è $1s^2$, *cosí lo strato K è completo.* Perciò un nuovo periodo dovrebbe cominciare con il litio e ciò accade in realtà.

Il terzo elettrone richiesto per formare l'atomo di litio va in un'orbita $2s$ (per assumere di nuovo la minima energia potenziale), in modo che la configurazione di questo atomo diviene $1s^2 2s$.

Il berillio, l'atomo successivo nella tavola periodica, ha la configurazione $1s^2 2s^2$. Lo strato K è cosí completo e pure *completo risulta il sottogruppo degli elettroni s dello strato L.*

L'atomo successivo è il boro, e poiché il sottogruppo $2s$ è ora completo, il quinto elettrone aggiunto deve andare in un'orbita $2p$ in modo che la configurazione elettronica diviene $1s^2 2s^2 2p$. In tal modo, il procedimento continua finché giunti *al neon l'intero strato L è completo* e comincia un nuovo periodo con il sodio, il quale ha la configurazione $1s^2 2s^2 2p^6 3s$, dove l'elettrone $3s$ è l'unico elettrone di valenza o elettrone ottico. Nella tabella 3 si trovano le configurazioni dei primi

TABELLA 3

Atomo	Numero atomico	*K*	*L*		*M*			*N*			
		$1s$	$2s$	$2p$	$3s$	$3p$	$3d$	$4s$	$4p$	$4d$	$4f$
H	1	1									
He	2	2									
Li	3	2	1								
Be	4	2	2								
B	5	2	2	1							
C	6	2	2	2							
N	7	2	2	3							
O	8	2	2	4							
F	9	2	2	5							
Ne	10	2	2	6							
Na	11	2	2	6	1						
Mg	12	2	2	6	2						
Al	13	2	2	6	2	1					
Si	14	2	2	6	2	2					
P	15	2	2	6	2	3					
S	16	2	2	6	2	4					
Cl	17	2	2	6	2	5					
A	18	2	2	6	2	6					
K	19	2	2	6	2	6	1				

diciannove atomi. Si può continuare in modo da render conto completamente di tutto il sistema periodico.

Osserveremo che nell'elio, nel neon e nell'argon sono completi rispettivamente gli strati K, L, M (a rigore nell'argon sono completi solamente i primi due sottogruppi dello strato M) e dopo ciascuno inizia un nuovo periodo, esattamente come vuole la chimica. Il completamento di uno strato ha il significato d'inerzia chimica, poiché la valenza è effettivamente determinata *dal grado d'incompletezza dello strato esterno.*

Questa sistemazione dei sottogruppi non rende conto soltanto delle proprietà *chimiche* dell'atomo in modo completo, ma spiega anche tutti gli *spettri* osservati degli elementi. Prendiamo, per esempio, i metalli alcalini. Il sistema mostra che ognuno ha degli strati completi e un

unico elettrone che occupa le orbite $2s$, $3s$, $4s$, ecc. nel litio, sodio, potassio, ecc. Tutti hanno la stessa valenza, tutti dovrebbero avere proprietà chimiche analoghe e tutti dovrebbero avere spettri analoghi a doppietti, e ciò si constata effettivamente.

Quindi è chiaro che, se un atomo è ionizzato, il suo spettro dovrebbe assomigliare a quello dell'atomo che immediatamente lo precede nel sistema. Ciò accade invariabilmente ed è stato verificato per un gran numero di atomi.

La teoria mostra che l'orbita $4s$ è piú rigidamente legata dell'orbita $3d$. Come conseguenza di ciò abbiamo che nel potassio il diciannovesimo elettrone va nell'orbita $4s$ piuttosto che nell'orbita $3d$. Questo fatto rende conto delle anomalie negli spettri degli elementi che seguono l'argon.

LA STRUTTURA IPERFINE E LO SPIN NUCLEARE Se si esaminano le singole righe dello spettro con uno strumento ad altissimo potere risolvente, si trova che molte di esse presentano un'intima struttura molto complessa. Questa viene chiamata *struttura iperfine.* Si usa anche il nome *struttura fine,* nonostante l'origine di questo effetto sia completamente distinta da quella della struttura fine delle righe di Balmer. Si può dimostrare che le strutture iperfini *sono sempre dovute o all'esistenza di diversi isotopi di un elemento o anche al fatto che gli stessi nuclei atomici possiedono uno spin.* Lo studio della struttura iperfine ha condotto recentemente ad una importante scoperta circa la costituzione interna dei nuclei atomici. Esamineremo brevemente l'effetto dello *spin* nucleare sulle righe dello spettro.

Poiché i nuclei sono carichi positivamente, un nucleo rotante, cioè dotato di *spin,* avrà un momento magnetico. Lo *spin* del nucleo deve essere quantizzato e si può rappresentare con un numero quantico I, perciò lo *spin nucleare* (il momento angolare nucleare) risulta $Ih/2\pi$. L'esperienza dimostra che tutti gli atomi di peso atomico *dispari* hanno valori di *I semiinteri* che vanno da 1/2 a 9/2. È del tutto certo che gli atomi aventi numeri di massa che sono multipli di 4 hanno lo *spin* nucleare eguale a *zero,* ma i rimanenti isotopi di peso atomico pari non hanno necessariamente uno *spin* eguale a zero.

Il momento magnetico di un nucleo rotante si somma con il momento magnetico degli elettroni ottici che questi ultimi possiedono in virtú del loro momento angolare totale J. L'interazione fra il momento magnetico del nucleo e quello elettronico ha luogo in modo quantizzato. La conseguenza di tutto ciò sta nel fatto che quello che prima si considerava un unico termine spettroscopico si scinde in un gruppo di *livelli di struttura iperfine.* A causa della massa nucleare relativamente grande, il momento magnetico nucleare è molto *minore* del momento magnetico elettronico, in modo che la scomposizione del termine dovuta al momento magnetico nucleare è molto piccola; da qui il nome di struttura iperfine. È evidente che ciò che prima si considerava una unica transizione fra due termini ora diviene un multipletto di piccole dimensioni, poiché ogni *termine* ha una struttura di multipletto. Il seguente caso particolarmente semplice illustrerà ciò che ha luogo.

Si può dimostrare che lo *spin* nucleare I dell'arsenico è 3/2. Consideriamo l'effetto di questo sulla riga dell'arsenico $5s\,^3P_1 - 5p\,^3P_0$. Per ogni termine lo *spin* si somma con il momento angolare totale J per formare un insieme di livelli di struttura iperfine di numeri quantici F

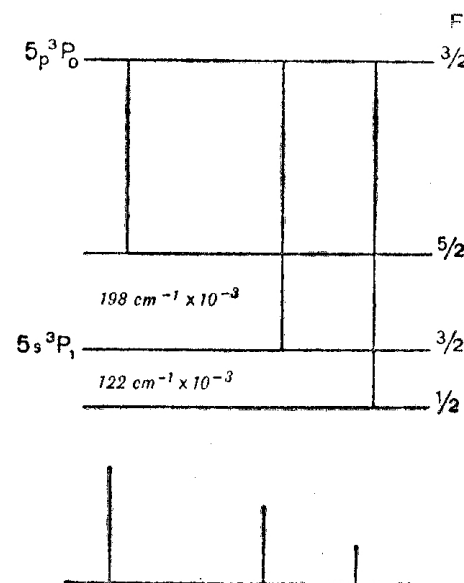



Figura 6

tali che $F=I+J$. Questo è rigorosamente analogo alla formazione di un multipletto ordinario rappresentato da $J=L+S$. Il termine piú basso $5s\,^3P_1$ ha $J=1$ che si può combinare con $I=3/2$ per dare tre valori di F, cioè $F=1/2$, $F=3/2$, $F=5/2$. *Le posizioni dei livelli in un multipletto a struttura iperfine seguono la regola degli intervalli di Landé.* Il termine superiore $5p\,^3P_0$ ha J eguale a zero, quindi F ha un solo valore ed è uguale a I. Vige una regola di selezione, cioè $\Delta F=0, \pm 1$ (*con la transizione* $0 \rightarrow 0$ *proibita*). Nella figura 6 è illustrata la struttura iperfine completa della riga ora considerata, tenendo conto delle intensità che in questo caso sono proporzionali a $2F+1$ per ogni livello piú basso.

Una fotografia della struttura iperfine è illustrata nella tavola 2*b* che riproduce gli ordini successivi della struttura iperfine di un tripletto data da un interferometro Fabry-Perot. Il tripletto che si ripete è segnato in nero. L'intera figura ha le dimensioni di circa 0,1 ångstrom, in modo che risulta chiaramente che per lo studio della struttura iperfine sono necessarie righe molto nette ed altissimi poteri risolventi.

EFFETTI DEGLI ISOTOPI La presenza di alcuni isotopi in un elemento può dar luogo a vari effetti sulle strutture iperfini. La prima influenza degli isotopi è il semplice effetto già discusso nel caso dell'elio ionizzato. Le masse leggermente differenti degli isotopi portano a costanti di Rydberg differenti per ciascuno; come conseguenza di questo fatto, le righe delle serie di ogni isotopo sono leggermente spostate le une dalle altre. Questo effetto è stato osservato solamente negli elementi molto leggeri. Per esempio, se si esaminano le righe rosse del neon con alto potere risolvente, ognuna di queste risulta formata da due componenti di intensità che stanno nel rapporto 9:1. Queste corrispondono agli isotopi del neon 20 e 22 il cui rapporto d'abbondanza è 9:1. Effettivamente la struttura iperfine degli isotopi può rivelare l'esistenza degli isotopi nello stesso modo dello spettrografo di massa.

Se un elemento (per esempio il platino) ha isotopi tanto pari che dispari, i primi manifestano difficilmente la struttura iperfine dovuta allo *spin* del nucleo, poiché questa è quasi esclusivamente una proprietà degli atomi di peso atomico *dispari*. D'altra parte, l'isotopo di peso

atomico dispari ha uno *spin* e perciò una struttura iperfine. Di conseguenza, compare un'immagine dovuta all'isotopo di peso atomico dispari e nel suo centro di gravità ottico dovrebbe esservi una intensa riga aggiunta rappresentante il contributo degli isotopi pari. Tuttavia, negli atomi pesanti come il platino, il mercurio, ecc., si trova di frequente che le righe dell'isotopo pari *non coincidono esattamente* col centro di gravità ottico dell'immagine data dall'isotopo dispari, ma sono lievemente spostate rispetto ad essa. È probabile che ciò sia dovuto ai differenti *volumi* nucleari dei diversi isotopi. Lo studio degli spostamenti degli isotopi porta alla conoscenza dei volumi relativi dei nuclei degli isotopi.

Di recente si è trovato che certe strutture iperfini *non obbediscono alla regola degli intervalli* ed è stato dimostrato che ciò deriva dal fatto che i particolari nuclei che qui entrano in gioco non hanno *simmetria sferica.* Risulta quindi evidente che lo studio della struttura iperfine è di grande valore perché da essa si ricavano dati relativi a 1) *spin nucleari,* 2) *momenti magnetici nucleari,* 3) *volumi nucleari,* 4) *simmetria nucleare,* 5) *rapporti di abbondanza degli isotopi.*

9.
I raggi X e le loro proprietà

LA PRODUZIONE DEI RAGGI X Nel 1895 Röntgen scoprí i raggi X, che si producono quando si fa urtare un fascio di raggi catodici veloci contro un bersaglio solido. La maggior parte dell'energia cinetica degli elettroni viene dissipata sotto forma di calore, la piccola frazione rimanente produce i raggi X che sono onde elettromagnetiche di piccola lunghezza d'onda. La natura della radiazione X emessa dipende dalla tensione applicata al tubo di scarica a raggi catodici, dalla quantità di gas residuo presente e dalla costituzione del bersaglio solido che viene urtato dai raggi. Quest'ultimo, chiamato anticatodo, è ordinariamente un elettrodo di metallo massiccio posto in modo opportuno per ricevere un fascio concentrato di elettroni veloci. La radiazione uscente dall'anticatodo è generalmente composta e consiste di una radiazione continua o "bianca", alla quale si sovrappone uno spettro a righe che contiene relativamente poche righe.

I primi tipi di tubi di scarica erano tubi di scarica a gas a bassa pressione, contenenti solamente tracce di gas, e applicando a questo una elevata differenza di potenziale, ne risultava una corrente di raggi catodici. Questa veniva diretta su di un anticatodo che perciò irradiava. Poiché la tensione mantenibile nel tubo dipende in modo critico dalla pressione del gas, un fattore che è molto variabile quando la pressione è bassa, con un tubo di questo genere era difficile mantenere costante sia la qualità che l'intensità dei raggi X per un periodo di tempo ragionevole. Questo fatto creò difficoltà nella misura degli effetti dovuti alla radiazione. L'introduzione del tubo Coolidge superò la maggior parte di queste difficoltà (fig. 1).

La differenza fra quest'ultimo tubo e il primo è che qui il vuoto è così estremamente spinto che anche l'applicazione di una differenza di potenziale di 100 000 volt non produce un passaggio di corrente.

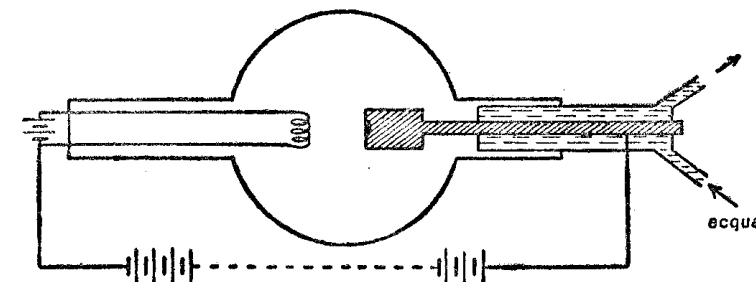



Figura 1

La sorgente degli elettroni è costituita da un filamento di forma speciale riscaldato. I termoioni liberati da questo filamento vengono accelerati per mezzo di un potenziale applicato, dell'ordine di 50 000 volt, e diretti sull'anticatodo che consiste in un piccolo pezzo di molibdeno incastrato su di un'asta di rame massiccio. (Il molibdeno è sostituito da un altro metallo quando si vogliano fare studi particolari.) L'asta di rame è spesso raffreddata ad acqua perché ha luogo uno sviluppo di calore considerevole. L'intensità dell'emissione termoionica, che, naturalmente, dipende solamente dalla temperatura del filamento, determina *l'intensità* della radiazione X prodotta, mentre la *natura* di questa si può controllare variando la tensione applicata. A causa dell'assenza di gas, il potenziale si può mantenere costante con poca difficoltà. Al tubo di Coolidge sono state apportate molte modificazioni. Alcuni tubi sono smontabili per permettere il rapido cambiamento del filamento o dell'anticatodo. Siccome l'anticatodo dopo un lungo uso si logora e si formano su di esso delle cavità, alcuni tubi sono muniti di un congegno speciale, grazie al quale l'anticatodo ruota lentamente in modo da ridurre il tempo effettivo durante il quale ogni punto è esposto al bombardamento.

LA FORMA DELLA CURVA DI EMISSIONE Sebbene i raggi X siano onde elettromagnetiche capaci di produrre i fenomeni di interferenza e di

diffrazione, le lunghezze d'onda che si sono riscontrate sono tanto minori di quelle della luce ordinaria che un reticolo ottico usato normalmente non è adatto per lo studio dei raggi X. Come si vedrà dettagliatamente nel prossimo capitolo, gli atomi nei cristalli sono disposti in un ordine regolare e sono sufficientemente vicini gli uni agli altri per permetterci di usare un cristallo come un reticolo di diffrazione per i raggi X. Con l'uso di questo metodo, introdotto e sviluppato da Bragg, si possono misurare con precisione le lunghezze d'onda dei raggi X.

Lo spettrografo per raggi X di Bragg è illustrato nella figura 2. I raggi X provenienti da un tubo sono collimati in uno stretto pennello dalle

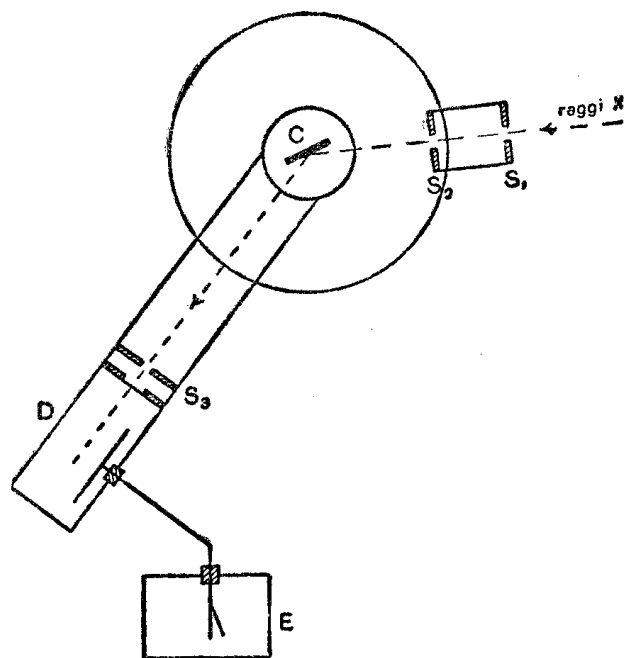



Figura 2

fenditure S_1 e S_2 tagliate in lastre di piombo, e poi passano sul cristallo C che funziona da reticolo di diffrazione. La posizione angolare di C si legge mediante un nonio. Dopo la diffrazione i raggi entrano nella camera di ionizzazione D, piena di ioduro di metile che assorbe fortemente i raggi X. L'elettrometro E misura l'intensità della ionizzazione in D.

Come si mostrerà piú tardi, la lunghezza d'onda si può dedurre dall'angolo di diffrazione e dalla conoscenza della struttura del cristallo. Oltre alla misura della lunghezza d'onda, lo spettrografo a ionizzazione misura anche l'intensità per ogni particolare lunghezza d'onda.

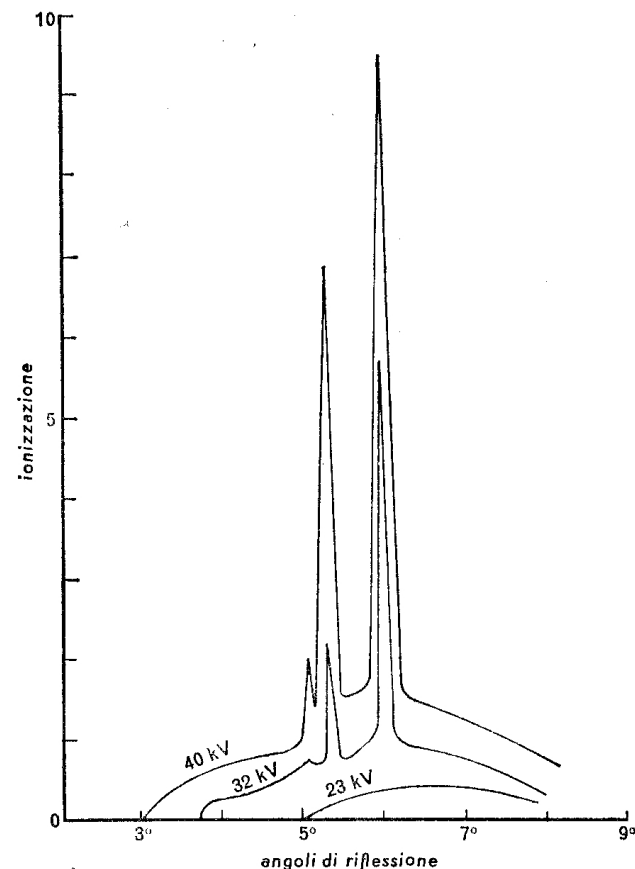



Figura 3

Se si fa un diagramma dell'intensità di emissione dei raggi X rispetto alla lunghezza d'onda, si ottengono curve analoghe a quelle della figura 3. Questa figura rappresenta l'emissione di un anticatodo di rodio. Le tre curve corrispondono alla emissione osservata quando sono applicati ad un tubo del tipo Coolidge rispettivamente 23, 32, e 40 chilovolt.

In ogni caso vi è uno spettro continuo che inizia ad una lunghezza d'onda definita e dipendente *solamente* dalla tensione applicata. Se si usano 23 chilovolt vi è una emissione continua, ma con potenziali piú elevati emerge uno spettro a righe. Le righe sono caratteristiche del metallo costituente l'anticatodo.

I due massimi principali nella distribuzione delle intensità si chiamano le righe K dello spettro dei raggi X del materiale costituente l'anticatodo. La radiazione K di ogni elemento consiste di due righe (ognuna delle quali in realtà è complessa). Oltre a ciò, ogni elemento emette una radiazione piú molle (cioè una radiazione di maggior lunghezza d'onda), i raggi L — che consistono di tre righe complesse L_α, L_β, L_γ —, e una emissione ancora piú molle, M, N, ecc.

LA LEGGE DI MOSELEY Nel 1913 Moseley scoprí una importante legge che poneva in relazione gli spettri dei raggi X con il numero atomico. Egli fu indotto ad enunciare questa legge dopo aver esaminato gli spettri dei raggi X di un gran numero di elementi.

Egli trovò una relazione semplice fra la frequenza delle righe K di un elemento e il suo numero atomico N. Quest'ultimo è il numero che indica la posizione che l'elemento occupa nella tavola periodica. Facendo il diagramma delle radici quadrate delle frequenze delle righe K in funzione del numero atomico, per le righe K_α e K_β, rispettivamente, si ottenevano delle curve che sono approssimativamente delle rette. Nella figura 4 sono illustrati i risultati ottenuti da Moseley. Le righe K_α e K_β sono doppie.

I numeri d'onda delle righe K_α sono dati quasi esattamente dalla relazione

$$\nu = (3/4)R(N-1)^2$$

dove R è la *costante di Rydberg della spettroscopia ottica*. Questa formula si può scrivere

$$\nu = R(N-1)^2(1/1^2 - 1/2^2)\,.$$

È evidente che questa espressione è semplicemente quella della serie di Lyman di un atomo idrogenoide avente carica nucleare $(N-1)$.

Nel riportare i termini della serie K, è necessario in vari luoghi fare dei salti dove mancano gli elementi nella tavola periodica. Molti di questi elementi mancanti sono stati trovati e identificati mediante

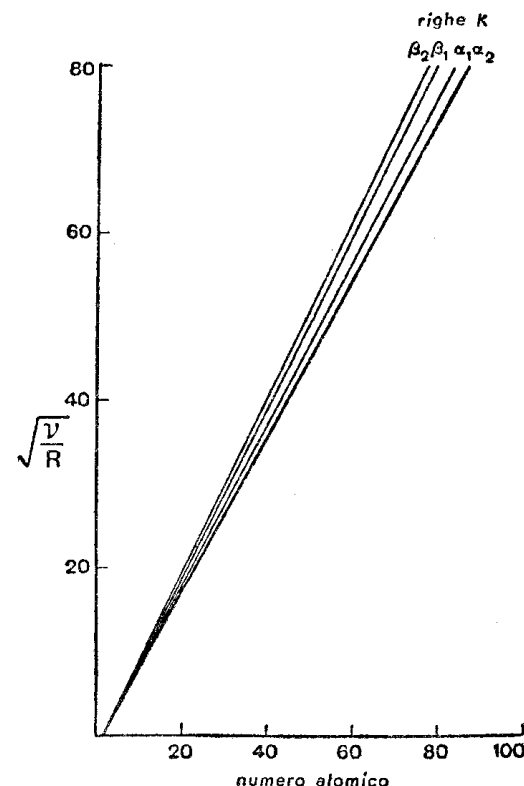



Figura 4

i loro spettri a raggi X. La figura 5, data da Moseley, mostra che il nichel segue il cobalto. Questo è in accordo con le proprietà chimiche, sebbene il peso atomico del cobalto superi quello del nichel. È chiaro infatti che la carica nucleare atomica è piú importante del peso atomico; questa conclusione fu confermata piú tardi con la scoperta della costituzione isotopica.

Moseley concluse da queste ricerche che la relazione fra N e ν dimostra definitivamente l'esistenza nell'atomo di una quantità fondamentale

che aumenta con ritmo regolare procedendo nella tavola periodica. Questa quantità può essere solamente la carica positiva del nucleo.

Gli spettri dei raggi X hanno la loro origine negli strati elettronici completi piú interni degli atomi e perciò non *presentano gli effetti periodici caratteristici degli spettri ottici,* come le molteplicità alternate, ecc. Essi sono molto piú semplici degli spettri ottici, i quali, per atomi polivalenti, sono fortementi complessi. Ciò è chiaro dalle figure 4 e 5. La soprendente semplicità e somiglianza degli spettri dei diversi atomi è del tutto evidente.

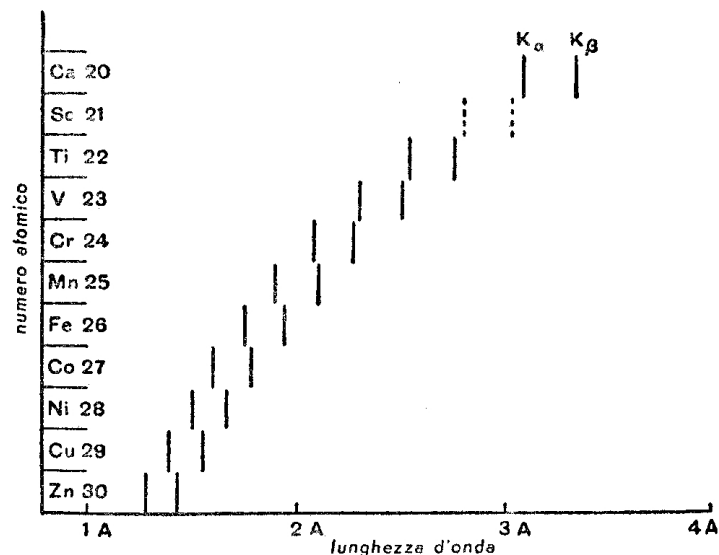



Figura 5

LIVELLI ENERGETICI E SPETTRI A RAGGI X Poiché le righe dei raggi X obbediscono ad una legge rigorosamente analoga a quella che governa gli spettri ottici, essi devono avere origine dalla transizione di un elettrone fra due termini. L'energia critica richiesta per eccitare le righe *K* è proprio quella necessaria per espellere un elettrone dallo strato piú interno *K*. Il posto lasciato libero viene riempito da un elettrone che cade in esso da un'orbita piú alta. Come nel caso ottico, il passaggio dell'elettrone produce l'emissione di un quanto di radiazione, cioè una riga *K*. In modo analogo si produce lo spettro *L*, quando uno degli elettroni appartenenti allo strato *L* viene espulso, e cosí via. È chiaro che dev'essere assorbita da un atomo una definita quantità d'energia (maggiore di $h\nu$), prima che sia emessa la radiazione *K* di frequenza ν.

Uno studio dettagliato mostra che il livello *K* è unico, il livello *L* triplo, il livello *M* quintuplo, ecc. Le molteplicità di questi livelli spiegano completamente le strutture complesse delle singole righe K_α, K_β, ecc. La figura 6, come esempio dei livelli trovati, illustra i livelli energetici *K, L, M, N* dei raggi X per l'uranio. I diversi livelli sono denominati K_I, L_I, L_{II}, L_{III}, ecc., ed i valori di *n, l, j* sono scritti alla destra di ciascuno. L'applicazione delle ordinarie regole di selezione degli spettri ottici riduce la complessità delle righe composte. Le righe verticali indicano le *transizioni* relative a *K* e a *L*.

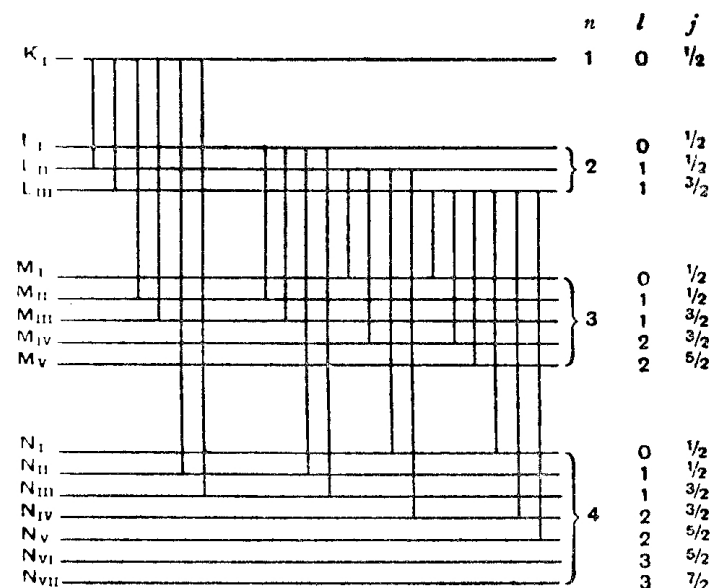



Figura 6

LO SPETTRO A RAGGI X CONTINUO La discussione fatta sopra riguarda lo *spettro a righe* caratteristico dell'anticatodo. La proprietà dello *spettro continuo* del fondo sono del tutto diverse. Se si riduce il potenziale

attraverso il tubo a raggi X, la radiazione K diviene piú debole, scomparendo quando la tensione è minore del valore critico che fornisce agli elettroni incidenti una energia eguale alla energia di ionizzazione per lo strato K. Lo spettro continuo, tuttavia, viene ancora emesso. Nella figura 3 si può vedere che l'intensità va a zero dalla parte delle piccole lunghezze d'onda. Questo ha luogo ad una frequenza limite data da $eV=h\nu_m$ dove V è il potenziale applicato al tubo. Sebbene tutti gli elettroni incidenti abbiano energia Ve vi è una emissione continua che diminuisce dalla parte delle lunghezze d'onda lunghe, invece di un'unica riga intensa di frequenza ν_m, perché solamente pochissimi elettroni cedono totalmente la loro energia in un solo urto con uno degli atomi del bersaglio. La maggior parte di essi richiede urti

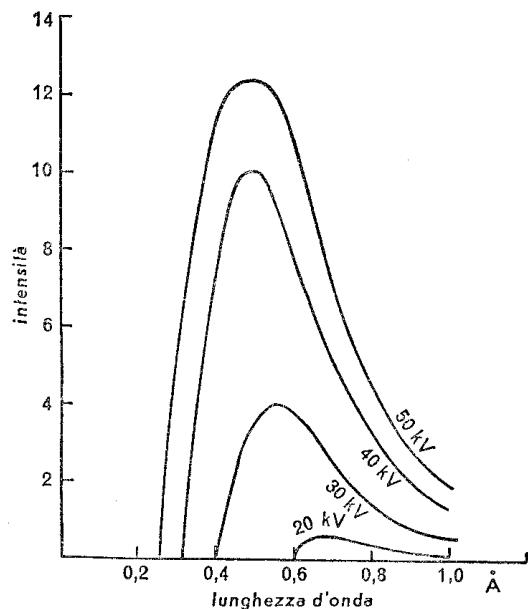



Figura 7

atomici ripetuti prima di fermarsi, portando cosí ad un regolare incremento della lunghezza d'onda. Nella figura 7 è illustrato l'effetto della variazione della tensione applicata V sulla sola emissione continua. La quantità totale di questa "radiazione bianca" dipende dalla natura

dell'anticatodo, essendo approssimativamente proporzionale al peso atomico del materiale catodico.

ASSORBIMENTO DEI RAGGI X Come molti spettri ottici, gli spettri dei raggi X si studiano spesso piú facilmente in assorbimento che in emissione. Un fascio di raggi X s'indebolisce quando passa attraverso la materia, poiché una parte viene diffusa e una parte viene assorbita per l'effetto fotoelettrico che produce l'espulsione degli elettroni dagli atomi. L'effetto di diffusione costituisce una parte apprezzabile solamente quando il peso atomico del materiale assorbente è piccolo e la lunghezza d'onda dei raggi X è corta. Usando una radiazione monocromatica, l'intensità di un fascio I_0 nel passare attraverso una sostanza di spessore t si riduce a I in modo che $I=I_0 \exp[-\mu t]$ dove μ è il coefficiente d'assorbimento lineare. Siccome l'assorbimento dei raggi X dipende dalla massa del corpo assorbente, la formula si riscrive ordinariamente $I=I_0 \exp[-\mu m/\varrho]$, dove μ/ϱ si chiama coefficiente di assorbimento di massa, ed $m(=\varrho t)$ è la massa per centimetro quadrato dello schermo assorbente. Il coefficiente μ/ϱ si può scomporre in due parti, $\mu/\varrho=\sigma/\varrho+\tau/\varrho$, dove σ/ϱ è il coefficiente di diffusione (ordinariamente molto piú piccolo) e τ/ϱ il coefficiente di trasformazione, cosí chiamato perché esso fornisce la misura della quantità di radiazione assorbita nella trasformazione in fotoelettroni.

L'assorbimento di una sostanza aumenta rapidamente con la lunghezza d'onda della radiazione e con il numero atomico della sostanza assorbente. Si è trovato che la variazione è rappresentata da una espressione del tipo

$$A\cdot\mu/\varrho=\mu_a=CN^4\lambda^3,$$

dove A ed N sono il peso atomico e il numero atomico della sostanza assorbente e C è una costante. La quantità μ_a è il coefficiente di assorbimento per grammo-atomo. Tuttavia la legge ora data non è seguíta in modo semplice, il che risulta evidente dalla curva di assorbimento illustrata nella figura 8.

Gli aspetti complessi del caso reale si spiegano con il fatto che l'assorbimento fotoelettrico ha luogo in tutti gli strati elettronici della

sostanza assorbente; inoltre i differenti strati sono caratterizzati da diversi valori dell'energia di assorbimento. Prima che un elettrone L possa essere emesso, l'energia quantica deve superare l'energia d'assorbimento conveniente, cioè la lunghezza d'onda dev'essere al di sotto di un valore critico. Similmente prima che sia emesso un elettrone K,

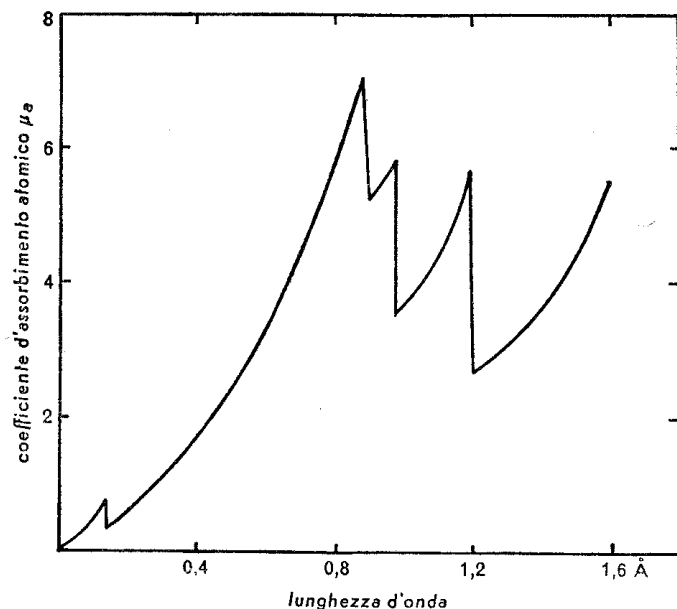



Figura 8

la lunghezza d'onda dev'essere ancora piú bassa. Perciò la curva completa di μ_a rispetto a λ si ottiene sovrapponendo delle curve, ognuna avente approssimativamente la forma λ^3, ma ognuna interrotta ad un valore critico caratteristico di λ. Per questi valori di λ, μ cade bruscamente (con l'aumentare di λ) e ne consegue l'aspetto discontinuo dell'assorbimento K, L, M ...

La frequenza di ogni discontinuità d'assorbimento misura l'energia richiesta per sollevare un elettrone dal corrispondente livello di raggi X alla periferia dell'atomo, perciò la differenza di frequenza fra due discontinuità d'assorbimento fornisce la differenza di frequenza fra i due livelli che producono i raggi X. Con questo sistema si può formare la struttura dei termini costituenti lo spettro dei raggi X.

L'EFFETTO COMPTON I raggi X possono essere diffusi dalla materia in due maniere diverse. Nella prima vengono diffusi raggi coerenti, *senza alcun cambiamento di lunghezza d'onda.* Questo modo di diffusione porta ad effetti di diffrazione che si usano nello studio dei reticoli cristallini. Il secondo modo di diffusione è incoerente, poiché la radiazione diffusa ha una *lunghezza d'onda maggiore* di quella dei raggi incidenti. Questo fenomeno si chiama effetto Compton, perché è stato per la prima volta dimostrato e spiegato da Compton nel 1922.

Compton diresse un fascio di raggi X su grafite e misurò la lunghezza d'onda della radiazione incidente e quella della radiazione diffusa nelle diverse direzioni, usando per questo scopo uno spettrografo a ionizzazione di Bragg. Si trovò che la radiazione diffusa era costituita in gran parte dalla radiazione incidente, ma associata a questa vi era della radiazione con lunghezza d'onda maggiore. Si trovò che il cambiamento della lunghezza d'onda dipendeva dall'angolo di diffusione della radiazione.

Questo effetto fu spiegato da Compton attribuendo al quanto di radiazione incidente un impulso. Quando un tale quanto colpisce un elettrone, quest'ultimo subisce un rinculo assorbendo parte dell'energia della radiazione. Il quanto viene cosí diffuso con una diminuzione d'energia, il che porta ad un aumento nella lunghezza d'onda. Consideriamo ciò che accade quando un quanto di luce di energia $h\nu$ colpisce un elettrone libero. Si può dimostrare che tale quanto ha un impulso $h\nu/c$ dove c è la velocità della luce. Nella figura 9 il quanto incidente, dopo aver urtato l'elettrone, è diffuso nella direzione φ con frequenza ridotta ν'. L'elettrone assume l'energia $mv^2/2$ nella direzione θ. (Effettivamente la massa dell'elettrone è $m(1-v^2/c^2)^{-1/2}$, quando si tenga conto dell'effetto dell'aumento della massa dovuto alla relatività. Poiché la correzione dovuta alla relatività, si elide in un'analisi piú esatta, essa viene qui trascurata.)

Dal principio di conservazione dell'energia abbiamo

$$h\nu = h\nu' + mv^2/2 .$$

Inoltre poiché l'impulso si conserva, l'equazione della conservazione

dell'impulso nella direzione del quanto incidente diviene

$$h\nu/c = (h\nu'/c)\cos\varphi + mv\cos\theta$$

e nella direzione perpendicolare

$$(h\nu'/c)\sin\varphi = mv\sin\theta\,.$$

Risolvendo queste equazioni, si può calcolare il cambiamento di frequenza $\nu-\nu'$ che ha luogo quando la radiazione si diffonde secondo

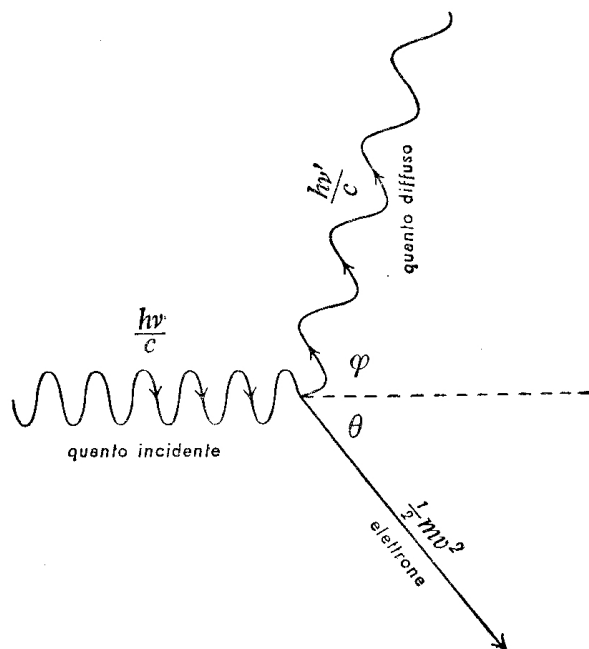



Figura 9

un angolo φ. Passando alle lunghezze d'onda, se $d\lambda$ è il cambiamento di lunghezza d'onda, dalle equazioni sopradescritte si può ricavare che

$$d\lambda = (h/mc)(1-\cos\varphi)\,.$$

Il valore numerico di (h/mc) è 0,024 Å, quindi

$$d\lambda = 0{,}024\,(1-\cos\varphi)\ \text{ångstrom}\,.$$

Questo mostra che il cambiamento di lunghezza d'onda dipende dall'angolo di diffusione φ, ed il massimo cambiamento possibile è

0,048 Å, che avviene quando $\varphi = 180°$. Le misure compiute da Compton sono in completo accordo con la teoria sopra accennata.

Si deve osservare che la massa della particella che rimbalza figura nell'espressione del cambiamento di lunghezza d'onda. Il valore dato sopra è stato ricavato per *un elettrone libero*. Rigorosamente parlando, vi sarà l'effetto Compton quando una qualunque radiazione è diffusa da particella qualsiasi. Se accade che un elettrone sia legato ad un atomo, la sua massa effettiva è considerevolmente aumentata, con una corrispondente riduzione nello spostamento della riga.

LA RIFRAZIONE DEI RAGGI X Se i raggi X sono essenzialmente simili alle onde della luce, essi dovrebbero, attraversando la materia, subire la *rifrazione*. La rifrazione ottica è una conseguenza dello spostamento degli elettroni saldamente legati nella direzione della forza applicata dall'onda elettromagnetica incidente, e ciò porta ad un indice di rifrazione *maggiore* dell'unità. Nei raggi X la frequenza dell'onda è tanto maggiore di quella delle onde della luce, che in tutti i casi essa supera la frequenza naturale della vibrazione degli elettroni nella materia. Di conseguenza gli spostamenti degli elettroni dovuti alla radiazione, avvengono nella direzione opposta a quella della forza esercitata e portano a un indice di rifrazione *minore* dell'unità. Questo risultato si vede forse meglio con l'aiuto della formula generalizzata di Sellmeier sull'indice di rifrazione, μ, che è

$$\mu = 1 + (e^2/\pi m)\cdot\sum_1^N n_s/(\nu_s^2-\nu^2)\,.$$

In questa espressione n_s è il numero di elettroni per unità di volume, ognuno avente la frequenza caratteristica ν_s, e ed m sono la carica e la massa elettronica, N il numero delle diverse specie di elettroni (cioè gli elettroni aventi un diverso legame), e ν la frequenza dell'onda della luce incidente.

Evidentemente se $\nu > \nu_s$, allora μ dev'essere minore dell'unità. Inoltre se $\nu \gg \nu_s$ abbiamo approssimativamente

$$\mu = 1 - ne^2/2\pi m\nu^2\,.$$

Sebbene questa formula sia stata originariamente ricavata per via classica, i metodi della meccanica ondulatoria dimostrano che essa è ancora valida. Siccome ν nei raggi X è molto grande, gli indici di rifrazione ottenuti con la precedente espressione *sono solamente leggermente minori dell'unità*. Per esempio, impiegando la lunghezza d'onda di 0,7 Å, eseguito il calcolo, si è trovato che la calcite aveva un indice di rifrazione $\mu = 1 - 1{,}84 \times 10^{-6}$. La piccolissima differenza fra l'indice di rifrazione dell'aria e quello dei solidi rende molto difficile la misura di questo ultimo. Non è facile mettere in evidenza la deviazione prodotta da un prisma solido, ma ciò è stato ottenuto da Siegbahn, Larsson e Waller con un sistema illustrato nella figura 10. Il fascio dei raggi X cade su di un

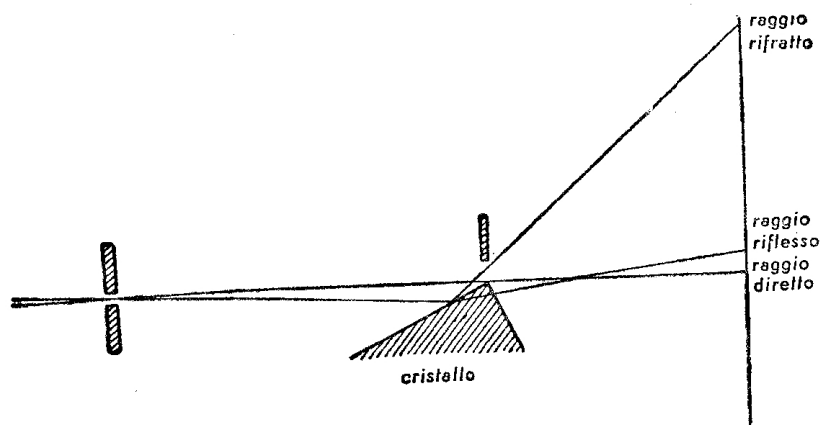



Figura 10

prisma di quarzo con una incidenza quasi radente, subendo a un tempo la rifrazione e la riflessione; tutto ciò è illustrato nella figura. L'indice di rifrazione del prisma si può calcolare dalle posizioni delle immagini.

RIFLESSIONE E INTERFERENZA DEI RAGGI X Siccome per i raggi X gli indici di rifrazione dei metalli sono minori di uno, è chiaro che con un angolo opportuno è possibile produrre la *riflessione totale*, poiché l'aria è il mezzo denso e il metallo il mezzo meno denso. Perciò si avrà una riflessione *esterna*, esattamente analoga alla riflessione totale *interna* dell'ottica. Si può mostrare che l'angolo critico osservato per la riflessione totale risulta $\theta = \sqrt{2(1-\mu)}$. Compton per primo osservò la

riflessione totale nel 1923. I raggi X di lunghezza d'onda 1,28 Å erano riflessi totalmente da uno specchio di vetro e l'angolo critico era piccolo. *Al di sotto* di quest'angolo viene riflesso il 90 per cento della radiazione incidente.

Il fatto che una parte tanto grande del fascio di raggi incidenti subisce la riflessione per piccoli angoli, implica che entro questo àmbito (cioè per piccoli angoli) i raggi X dovrebbero presentare i fenomeni dell'interferenza in modo simile a quelli osservati in ottica. Infatti si trovò che un reticolo periodico produceva spettri di diffrazione, *facendo in modo che gli angoli d'incidenza e di diffrazione fossero quasi radenti.* In tali condizioni, non solo vengono riflessi i raggi X, ma aumenta considerevolmente il numero delle *righe effettive per centimetro* sul reticolo. Siegbahn ha sviluppato una tecnica speciale per la misura delle lunghezze d'onda dei raggi X mediante reticoli rigati. Le lunghezze d'onda si possono ora misurare con precisione, sia con dei reticoli cristallini, sia con dei reticoli rigati meccanicamente e perciò costituiscono un controllo importante dei valori che sono stati ricavati delle distanze fra gli atomi nei cristalli.

Oltre agli effetti di diffrazione si può produrre *l'interferenza diretta.* Larsson, nel 1929, ottenne delle immagini di diffrazione con una fenditura dell'ampiezza di 6 μ ed ottenne i fenomeni ottici ben noti. Linnik riuscí ad ottenere delle frange d'interferenza dirette mediante un dispositivo a specchio di Lloyd. Sono state prodotte frange d'interferenza con lamine sottili da Kuhlenkampf nel modo seguente: Si fa depositare su di un vetro una lamina sottile di nichel dello spessore di 1400 Å. Si dirigono poi i raggi X su di essa in modo da formare un angolo leggermente superiore all'angolo critico del nichel. Una parte della radiazione viene riflessa dalla superficie di separazione aria-nichel, una parte penetra e viene riflessa dalla superficie nichel-vetro. Questi due fasci di raggi si riuniscono e producono delle frange facilmente osservabili.

Si è ora stabilito un saldo legame fra le proprietà dei raggi X e quelle della luce, poiché i primi mostrano tutti gli effetti caratteristici dell'interferenza prevedibili per onde elettromagnetiche di piccola lunghezza d'onda.

10.
Le strutture dei cristalli

INTRODUZIONE La forma geometrica regolare di un cristallo implica l'esistenza di raggruppamenti atomici o molecolari regolari nelle tre dimensioni. Si può immaginare un cristallo composto di celle elementari unitarie. Un cristallo possiederà perciò una *struttura periodica intrinseca,* la forma apparente della quale dipende dalla *direzione* d'osservazione. Nel 1912 von Laue pensò che tali disposizioni degli atomi costituissero in effetti un reticolo a tre dimensioni e dovessero perciò produrre *effetti di diffrazione* con i raggi X. Questa nuova idea dischiuse un campo di studio del tutto nuovo e dal suo sviluppo derivò un perfezionamento sia nella misura della lunghezza d'onda dei raggi X, sia nello studio dell'analisi dei cristalli. A quel tempo i reticoli rigati esistenti erano troppo grossolani per essere impiegati con i raggi X.

Poco tempo dopo la scoperta di von Laue della diffrazione dei raggi X mediante un cristallo, W. L. Bragg mostrò che la struttura di un cristallo si poteva determinare usando una elegante semplificazione del metodo di von Laue, e per merito in gran parte dell'opera di questo ricercatore, si è sviluppato un nuovo vasto campo della fisica dei corpi solidi. Gli studi sulla struttura cristallina iniziatisi per opera di Bragg hanno una grande importanza sia scientifica che tecnica. Uno sviluppo puramente casuale ha portato la spettroscopia dei raggi X ad alta precisione. È evidente che tutte le conclusioni che si traggono da uno studio esauriente della materia allo stato solido sono di fondamentale importanza scientifica. Le applicazioni tecniche all'ingegneria, alla chimica, alla biologia, all'industria tessile, ecc., si estendono in un campo molto vasto in continuo sviluppo. Gli osservatori trovarono

subito che lo studio dettagliato dei cristalli complessi era difficile e questo fatto condusse ad una tecnica altamente specializzata. Noi esamineremo qui solamente i princípi generali applicati ai casi *piú semplici.*

RETICOLI CRISTALLINI E PIANI CRISTALLINI Per molti anni gli studiosi hanno classificato i cristalli secondo le loro *caratteristiche di simmetria esterna* rivelate dalle relazioni angolari fra le facce del cristallo. Furono individuate e denominate trentadue classi, ognuna delle quali rappresentava una delle possibili configurazioni geometriche dei centri, degli assi e dei piani di simmetria che possono esistere. Se l'esistenza di questi requisiti di simmetria esterna si collega con l'ipotesi di una struttura interna fondata sulla ripetizione di celle unitarie identiche, si giunge alla descrizione di 230 *gruppi spaziali* possibili o di modi di raggruppamento di elementi simmetrici. La conoscenza della teoria dei gruppi spaziali è essenziale all'analisi della struttura dei cristalli complessi.

Una cella unitaria a *tre dimensioni,* sulla quale si basa ogni struttura cristallina, è definita dalle lunghezze dei suoi spigoli, a, b, c, e dagli angoli formati da questi. Nella figura 1 si vede una cella tipica, dove

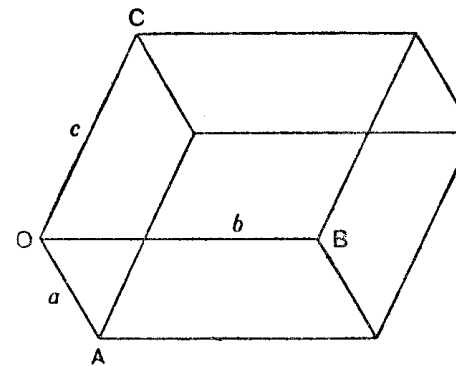



Figura 1

le tre direzioni OA, OB, OC si chiamano gli assi del cristallo. I vertici della cella sono i nodi del reticolo, ognuno dei quali viene occupato da un atomo o da una molecola o da un gruppo di molecole. Si vedrà in breve che ciò che ha importanza nello studio dei cristalli mediante i raggi X è la posizione dei *piani* dei cristalli, cioè dei piani contenenti

grandi concentrazioni di atomi. Ciascuno di tali piani è determinato rispetto agli assi del cristallo da un gruppo di tre numeri chiamati indici di Miller (h, k, l) del piano considerato. Tale piano intercetta sugli assi a, b, c dei segmenti proporzionali ad a/h, b/k, c/l. Un modello a due dimensioni potrà chiarire tutto ciò.

Il disegno che si vede nella figura 2 rappresenta un *cristallo a due dimensioni* formato con la ripetizione di una cella unitaria avente per

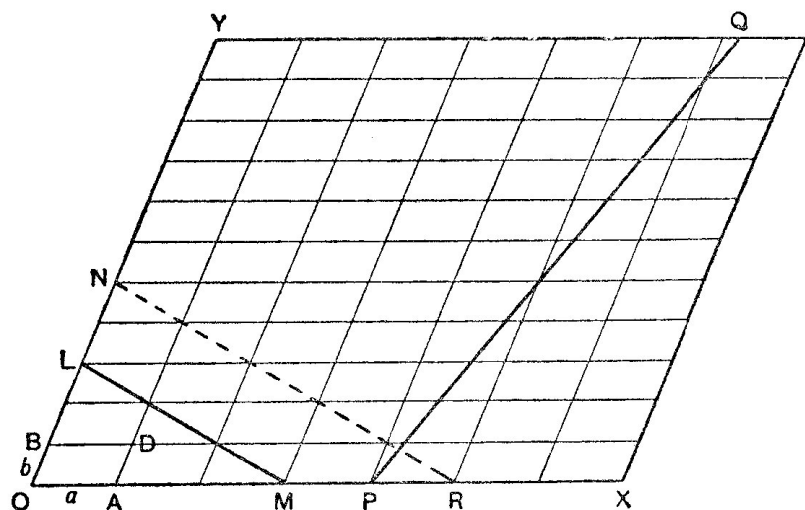



Figura 2

vertici i punti del reticolo A, O, B, D, e avente gli spigoli di lunghezza a e b. Poiché si tratta di un modello a *due* invece che a tre dimensioni, consideriamo anziché i *piani* del cristallo le *file* del cristallo. Nella cella unitaria, gli *angoli solamente sono occupati da atomi* o da gruppi molecolari. Consideriamo, per esempio, la fila giacente lungo la retta LM. I segmenti intercettati da tale retta sugli assi X ed Y, OM e OL, sono semplici multipli interi delle lunghezze a e b. Gli indici di Miller di questa fila sono i *reciproci* di questi valori interi ridotti ai minimi termini. Cosí in questo caso, le lunghezze OM e OL sono entrambe multipli interi dello stesso ordine delle unità a e b, e la fila viene descritta come la fila (1 1). Evidentemente la stessa indicazione si applica ad ogni fila parallela; per esempio, NR.

Un altro esempio è rappresentato dalla fila PQ. In questo caso il segmento intercettato sull'asse X è un quinto di quello intercettato sull'asse Y (in termini delle rispettive unità a e b) ed è negativo, quindi la fila avrà la notazione ($\bar{5}$ 1). Un segno meno è stato posto sul 5 poiché la fila è inclinata in un senso diverso. Con lo stesso ragionamento si deduce che le file parallele all'asse Y si denominano (1 0), perché in tal caso il segmento intercettato sull'asse Y è infinito, e le file parallele all'asse X sono chiamate (0 1).

Estendendo il modello da *due* dimensioni a *tre* dimensioni, è evidente che tutti i *piani* cristallini si possono descrivere con tre indici di Miller (h, k, l). La figura 3 illustra un esempio in cui la cella uni-

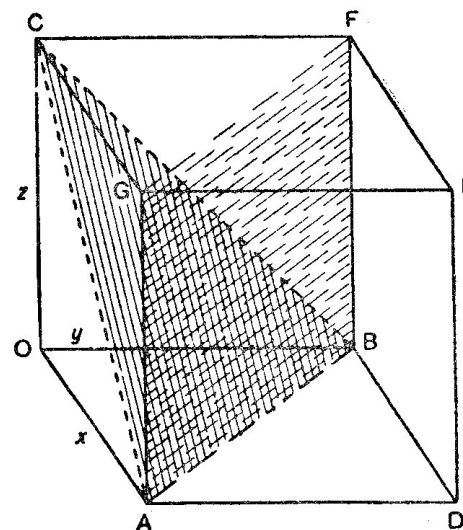



Figura 3

taria è un semplice cubo. La nomenclatura per tutti i piani paralleli al piano diagonale ABC è (1 1 1). Quella per i piani paralleli al piano diagonale $AGFB$ è (1 1 0), poiché i segmenti intercettati sono uguali sugli assi x e y ed infiniti sull'asse z. Si possono citare altri esempi, come i piani paralleli a $OAGC$ che sono (0 1 0), e quelli paralleli a $ADEG$ che sono (1 0 0), ecc.

Si può osservare che vi sono *tre* forme possibili di reticoli cubici che portano a concentrazioni differenti di atomi in piani particolari. Questi

tre tipi sono il cubo semplice (vedi sopra), avente un atomo (o una molecola) in ogni vertice, il cubo centrato, con l'aggiunta di un atomo al centro del cubo, e il cubo a facce centrate, che è un reticolo cubico semplice con in piú un atomo al centro di ognuna delle sei facce.

LA DIFFRAZIONE DEI RAGGI X COI CRISTALLI Laue fu il primo a comprendere che la fila serrata e ordinata degli atomi in un cristallo naturale avrebbe dovuto agire come un reticolo di diffrazione per i raggi X se questi ultimi fossero stati onde elettromagnetiche. Nel 1912 Laue, Friedrich e Knipping fecero passare un sottile pennello di raggi X attraverso un cristallo di blenda (ZnS) e poi lo raccolsero su di una lastra fotografica. Si trovò che questa presentava una immagine intensa circondata da una serie di macchie, dovute ai raggi che hanno subíto una deviazione dal raggio diretto. Laue dimostrò che l'immagine osservata poteva risultare solamente dalla *diffrazione da parte di una struttura cubica di centri di diffusione.* Questo esperimento fu d'importanza fondamentale perché dimostrò definitivamente che i raggi X erano onde elettromagnetiche corte, con lunghezze d'onda molte migliaia di volte piú piccole delle onde della luce. Nella tavola 3*a* si vede una tipica fotografia di Laue. Le macchie di Laue si osservano solamente se il fascio di raggi X incidente è costituito di "radiazione bianca", cioè se è effettivamente una banda continua di lunghezze d'onda, come nel caso della luce bianca. L'analisi matematica delle posizioni delle macchie, in generale, è molto complessa.

Una semplificazione molto elegante di questo metodo fu introdotta da W. L. Bragg. Bragg considera che i raggi X siano effettivamente *"riflessi" da ogni piano cristallino,* secondo il meccanismo seguente. Supponiamo che un fascio di raggi X, questa volta *monocromatico,* non "bianco", passi attraverso un cristallo. Ogni atomo diffonde una frazione piccolissima dell'onda incidente ed in effetti ognuno di essi diviene una sorgente che emette delle piccole onde secondarie, in modo precisamente analogo a quello degli elementi del fronte d'onda nella costruzione di Huygens per la propagazione delle onde luminose. Le piccole onde diffuse si rinforzeranno in ogni data direzione *solo se esse saranno in fase.* Ora le piccole onde diffuse dagli atomi *costituenti un*

piano saranno necessariamente in fase nella direzione legata a quella di incidenza dei raggi X dalla stessa relazione che lega la direzione di riflessione a quella di incidenza, quando la luce cade su di una superficie piana. Se, allora, la radiazione diffusa dai piani paralleli al piano considerato rinforza pure il contributo dato da quel piano nella direzione in questione, ne risulterà una grande intensità di diffusione.

Consideriamo (fig. 4) un fascio di raggi paralleli, incidenti secondo l'angolo θ, che vengano riflessi con un angolo uguale dai piani succes-

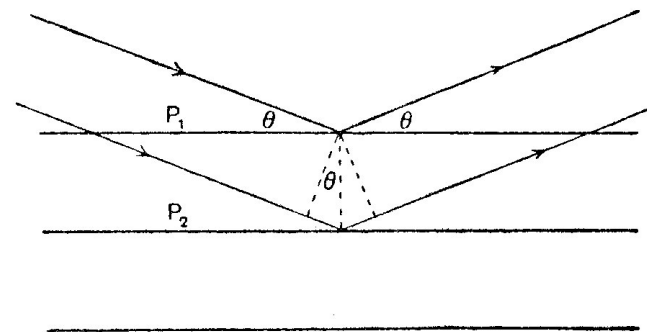



Figura 4

sivi P_1, P_2, posti a una distanza d. Il ritardo fra i due raggi è $2d \sin\theta$. Se $2d \sin\theta = n\lambda$, dove n è un numero intero, per la lunghezza d'onda λ vi sarà un rinforzo nella direzione θ, e in tutte le altre direzioni vi sarà un annullamento dovuto all'interferenza. Questa equazione, conosciuta come la legge di Bragg, è la base fondamentale dell'analisi cristallografica. Supponendo λ conosciuto, allora la misura di θ dà d, che è la distanza fra i piani paralleli del cristallo. Facendo rotare il cristallo per produrre la riflessione da piani diversamente disposti, si può ricavare la forma e il volume della cella unitaria. Se è pure nota la densità del cristallo, allora è possibile valutare mediante il volume della cella unitaria il *numero* degli atomi di varie specie costituenti la cella.

METODI SPERIMENTALI DI ANALISI DEI CRISTALLI

a) *Il metodo di Laue.* Il metodo della radiazione "bianca" di Laue è di piú difficile applicazione e di minor efficacia dei metodi che usano

la radiazione monocromatica e l'applicazione della legge di Bragg. Perciò sarà esaminato soltanto brevemente. Le macchie osservate hanno la seguente origine. Con un cristallo fisso e una direzione d'incidenza fissa, i vari piani del cristallo costituiscono in effetti un gruppo di specchi riflettenti, inclinati secondo differenti angoli rispetto al raggio incidente. Il fascio di raggi emergenti mostra un rafforzamento soltanto nelle direzioni θ date dall'equazione di Bragg. L'angolo è fissato per ogni piano, ma quando la radiazione incidente è bianca, viene scelta e rinforzata la lunghezza d'onda opportuna per un particolare angolo. Ne consegue la produzione di tracce di rafforzamento che mostrano chiaramente la simmetria fondamentale della struttura del cristallo, quando questo è convenientemente orientato rispetto alla direzione d'incidenza dei raggi X.

L'interpretazione delle figure di Laue è piú difficile della spiegazione dei risultati sperimentali ottenuti con altri metodi che usino radiazione monocromatica (di frequente si usa il doppietto K del molibdeno, costituito da due righe di lunghezze d'onda 0,7120 e 0,7076 Å). Tratteremo ora questi altri metodi.

b) *Il metodo dello spettrometro a ionizzazione.* Questo metodo fu sviluppato da W. H. e W. L. Bragg per misurare le riflessioni dovute ai piani cristallini. Il metodo è d'interesse storico poiché con esso *furono misurate le prime lunghezze d'onda dei raggi X ed eseguite le prime analisi dei cristalli.* I dettagli sono stati dati nel capitolo riguardante i raggi X.

Il cristallo viene successivamente girato con piccoli spostamenti regolari e il rivelatore viene fatto ruotare di un angolo doppio. Il particolare piano che produce la riflessione è dedotto dall'angolo del cristallo e dalla direzione d'incidenza.

In confronto ai metodi fotografici, il metodo dello spettrometro a ionizzazione è laborioso e lento, ma esso ha il grande vantaggio di dare *misure numeriche accurate dell'intensità dei raggi riflessi,* senza l'uso intermedio di microfotometri che introducono sempre errori. Per l'analisi completa è necessaria la conoscenza delle intensità relative di riflessione provenienti dai differenti piani.

c) *Il metodo fotografico a rotazione.* In questo metodo, dovuto a Schiebold e Polanyi, un piccolo cristallo viene fatto oscillare o ruotare lentamente intorno a un asse verticale mediante un motore regolato con un sistema a orologeria. Un sottile pennello di raggi X è diretto orizzontalmente sul cristallo e i raggi diffratti sono rivelati da una pellicola fotografica a forma di cilindro con l'asse di rotazione coincidente con l'asse del cilindro. Il metodo è particolarmente adatto per piccoli cristalli aventi dimensioni dell'ordine di 1 mm. I raggi diffratti producono piccole macchie o righe sulla pellicola, poiché, mentre il cristallo gira, i successivi piani si dispongono secondo l'angolo adatto per la riflessione. Le fotografie che risultano sono simili a quella mostrata nella tavola 3*b*. Si producono successive *righe orizzontali* (righe di strato), quando un asse di zona importante del cristallo è parallelo all'asse di rotazione. Per esempio, se è l'asse c del cristallo che è parallelo all'asse di rotazione, queste righe di strato successive rappresentano le riflessioni prodotte dai piani ($h\,k\,0$), ($h\,k\,1$), ($h\,k\,2$), ecc. Dalle distanze fra le righe si può dedurre la distanza reticolare.

d) *Il metodo fotografico mediante polvere cristallina.* Questo metodo fu ideato indipendentemente da Debye e Scherrer e da Hull. Esso consiste nel far cadere un fascio di raggi X su di un tubo contenente il cristallo in esame ridotto in polvere. I singoli cristallini sono orientati a caso, cioè in tutte le direzioni, e fra questi ve ne sono sempre alcuni orientati in modo da produrre la riflessione da un dato piano ($h\,k\,l$). È chiaro che tali cristalli possono essere disposti in modo da produrre riflessioni sotto un dato angolo in tutte le direzioni intorno alla direzione d'incidenza, in modo che i raggi diffratti da un dato piano ($h\,k\,l$) giacciono sulla superficie di un cono: perciò su di una lastra fotografica che sia posta perpendicolarmente al fascio di raggi incidenti, si produce un *anello.* Gli anelli concentrici osservati provengono rispettivamente da differenti piani.

In pratica si trova conveniente circondare il tubo contenente la polvere con una pellicola cilindrica la quale cosí misura i raggi diffratti sino a quasi 180°. Svolgendo tale pellicola, l'immagine ottenuta è simile a quella mostrata nella tavola 3*c*. La curvatura della traccia segnata

sulla pellicola cambia, quando l'angolo di diffrazione raggiunge e supera i 90°; con l'avvicinarsi della diffrazione a 90° i circoli aumentano il raggio di curvatura e a 90° si osservano linee rette. Allora il segno della curvatura cambia. Per avere righe nette è necessario avere polvere fina e spesso si usa un capello ricoperto di cristallini. Poiché

$$n\lambda = 2d \sin\theta$$

allora $$\Delta d \cdot \sin\theta + d \cos\theta \cdot \Delta\theta = 0$$

cioè $$\Delta\theta/\Delta d = -\operatorname{tg}\theta/d.$$

Quando l'angolo d'incidenza θ si avvicina a 90°, $\Delta\theta/\Delta d$ diviene molto grande, in modo che piccole variazioni di d producono grandi variazioni di θ. Questo porta ad un alto potere risolvente e si possono prontamente rivelare lievi differenze nella distanza reticolare d per i raggi riflessi quasi a 180°. Tali piccole variazioni sono di grande importanza nello studio dei cristalli delle leghe metalliche.

Il metodo dei cristalli polverizzati è largamente applicabile, poiché con esso può essere esaminato *qualunque tipo* di materiale cristallino, per quanto piccoli siano i singoli cristalli. Inoltre, quando si studiano dei miscugli di cristalli, ogni tipo di cristallo dà le sue proprie righe e, poiché queste si possono facilmente riconoscere, è possibile calcolare le concentrazioni relative delle differenti sostanze. L'interpretazione delle fotografie è tuttavia difficile e sin qui sono state studiate con questo metodo solo le forme piú semplici di simmetria dei cristalli.

Si vede perciò che i diversi metodi sperimentali che sono stati scoperti si adattano ai diversi tipi di cristalli. Per un unico grande cristallo il metodo di rotazione è il piú adatto, poiché (a parte il fatto che le intensità calcolate sono soltanto approssimate) poche fotografie dànno le informazioni richieste. Il metodo dello spettrometro di Bragg è laborioso, ma è esatto e dà *perfettamente* tutti i dati, perciò si usa per i grandi cristalli, quando gli altri metodi non permettono di ottenere l'esattezza richiesta. Quando la sostanza da studiare è o finemente suddivisa o ha una struttura microcristallina, si può usare soltanto il metodo della polvere. Il metodo di Laue ha applicazioni molto limitate.

LE STRUTTURE DEI CRISTALLI KCl E NaCl Discuteremo ora le strutture ricavate per la silvina (KCl) e il salgemma (NaCl), le prime strutture cristalline analizzate coi metodi dei raggi X. Ambedue i cristalli hanno simmetria cubica. La figura 5 mostra le misure dello spettro-

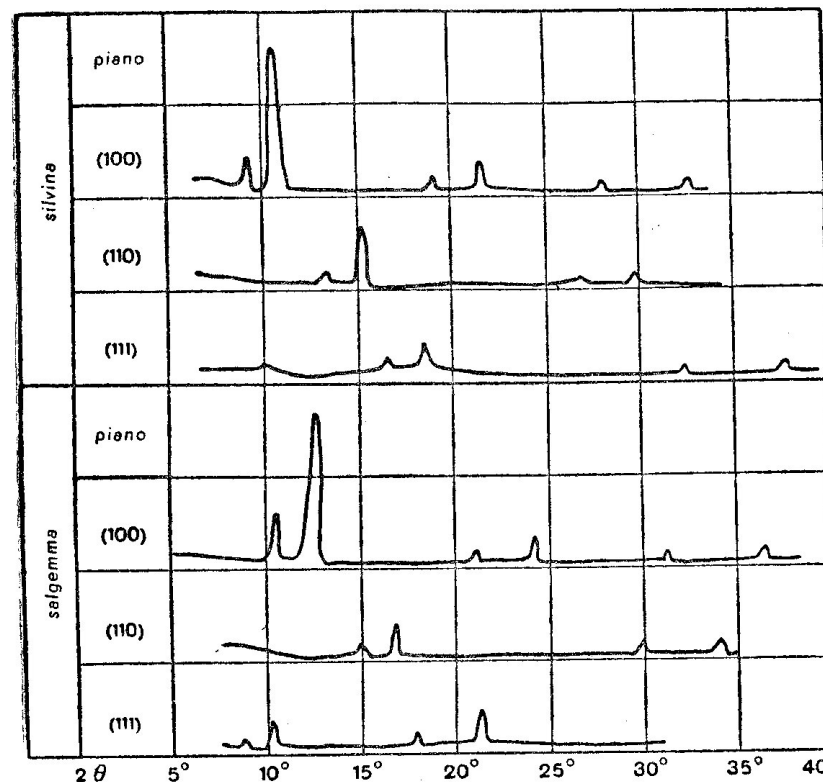



Figura 5

metro a ionizzazione fatte con due cristalli per i piani (1 0 0), (1 1 0), (1 1 1), usando la radiazione proveniente da un tubo a palladio. Appaiono due massimi nei successivi ordini per ognuno dei piani, dovuti alle radiazioni K_α e K_β.

Consideriamo prima le curve ottenute con KCl. I massimi per la faccia (1 0 0) appaiono per angoli obliqui i cui seni stanno nel rapporto 1:2:3. Perciò essi rappresentano l'equazione $n\lambda = 2d \sin\theta$ per

valori di $n=1$, 2, 3, cioè essi sono i successivi ordini. Paragonando ora gli angoli ai quali appare il massimo del primo ordine per i piani (1 0 0), (1 1 0), (1 1 1) rispettivamente, troviamo quanto segue. Dalla legge di Bragg $d \propto 1/\sin\theta$, in modo che il confronto dei valori di θ nei tre casi dà i rapporti delle distanze reticolari dei tre piani. Dalle osservazioni si trova che

$$1/d_{(100)} : 1/d_{(110)} : 1/d_{(111)} = 1 : \sqrt{2} : \sqrt{3}\,.$$

Dalla figura 3 si vede che questi rapporti hanno origine da una semplice struttura cubica reticolare di spigolo d, poiché in tale cella unitaria i piani (1 0 0) distano tra loro d, il piano (1 1 0) dista $\sqrt{2}\cdot d/2$ dal punto O per cui passa il successivo piano (1 1 0), e la distanza tra i piani (1 1 1) è $\sqrt{3}\cdot d/3$.

Cosí dalle misure del KCl si conclude che il cristallo ha una struttura cubica, ma nessuna informazione permette di stabilire la natura dei costituenti i vertici del reticolo; sono cioè essi molecole di KCl o ioni di K e Cl alternativamente? La risposta a questa domanda fu data dalle osservazioni eseguite sul NaCl. Si vede dalla figura 5 (1 1 1) che questo cristallo mostra una *debole* riflessione vicino a $2\theta = 10°$ come pure vicino a 20°. (Nelle curve è rappresentata l'intensità in funzione di 2θ.) Questo secondo massimo corrisponde al primo ordine del piano (1 1 1) nel KCl. È chiaro che i deboli massimi vicino ai 10° sono il *vero primo ordine* ed il valore dell'angolo porta a $2d/\sqrt{3}$ per la distanza $d_{(111)}$, invece del valore $d/\sqrt{3}$ nel cristallo KCl. Bragg mostrò che l'unico modo di spiegare questo fatto era il supporre che i vertici del reticolo fossero *occupati da ioni e non da molecole.* L'intensità della radiazione X diffusa è press'a poco proporzionale al quadrato del numero atomico dell'atomo diffondente e siccome i numeri atomici del potassio e del cloro sono rispettivamente 19 e 17, ambedue dànno approssimativamente la stessa diffusione. Il risultato di questo è che il reticolo sembra avere i medesimi centri di diffrazione in tutti i vertici. Nel caso del NaCl i numeri atomici sono 11 e 17, e quindi portano a una differenza sensibile nella diffusione dei differenti atomi. Riferendoci alla figura 6 si può vedere che i piani verticali (1 0 0) contengono egual numero di ioni Na e Cl, essendo i successivi piani identici, e ciò è vero pure per i piani (1 1 0),

ma, se consideriamo il caso dei piani (1 1 1), vedremo che essi constano di *strati paralleli alternati di ioni* Na *e di ioni* Cl. La distanza fra una coppia di piani paralleli è $d/\sqrt{3}$, ma ciò che si misura è la vera distanza reticolare, quella fra piani *identici*, cioè $2d/\sqrt{3}$.

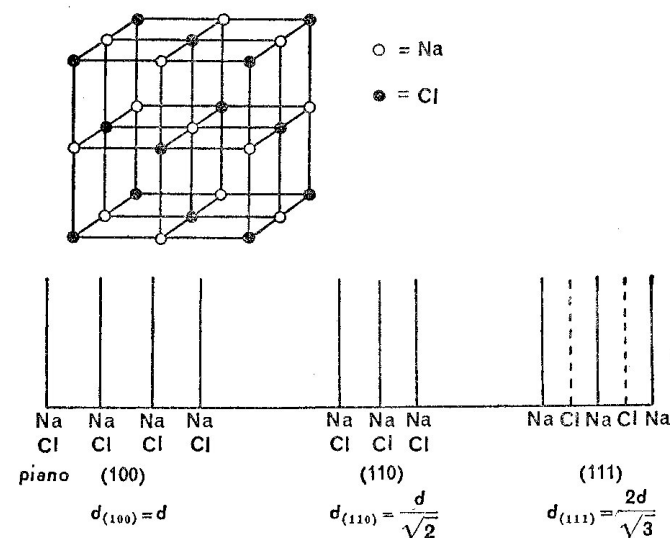



Figura 6

La debolezza relativa dello spettro del primo ordine dei piani (1 1 1) ha luogo perché i *piani degli ioni* Na *sono esattamente a metà strada fra quelli degli ioni* Cl, con la conseguenza che i raggi riflessi dai due sono *esattamente fuori fase* e cosí viene soltanto registrata la *differenza di ampiezza* fra essi. Per il secondo ordine vi sarà il rafforzamento, com'è chiaro dalla formula di Bragg.

Le intensità osservate sono perciò completamente spiegate, adottando la struttura mostrata nella figura 6, con *ioni alternati nei vertici reticolari invece di molecole.* Questa struttura può essere considerata come costituita dall'unione di reticoli cubici a facce centrate di atomi eguali. Avendo determinato la forma della struttura, W. H. Bragg e W. L. Bragg poterono stabilire le reali *dimensioni* della cella unitaria e valutare pure la lunghezza d'onda dei raggi X usati.

La massa di ogni piccola cella cubica è $d^3\varrho$, dove d è la lunghezza dello spigolo e ϱ la densità del cristallo. Ogni cubetto contiene effettiva-

mente (per il salgemma) un mezzo atomo di sodio e un mezzo atomo di cloro, poiché vi sono otto atomi, uno per vertice, ma ognuno di questi è diviso fra otto celle cubiche. Effettivamente in ogni cella la massa è la metà del peso molecolare. Cosí $d^3\varrho = M/2$ dove M è il peso della molecola di NaCl. Questo è $(23+35{,}5)$ volte il peso dell'atomo di idrogeno e, siccome si sa che quest'ultimo è $1{,}67 \times 10^{-24}$ g, d si può trovare introducendo nell'espressione data sopra il valore di ϱ (2,17), ed allora si ottiene $d = 2{,}814 \times 10^{-8}$ cm. Per la riflessione del primo ordine, $\lambda = 2d \cdot \sin\theta$ e, introducendo il valore osservato di θ, la lunghezza d'onda per la radiazione risulta $\lambda = 0{,}586 \times 10^{-8}$ cm, cioè 0,586 Å. Questa determinazione della lunghezza d'onda della radiazione del palladio fu la prima misura di lunghezza d'onda fatta nel lavoro sui raggi X.

Usando la stessa radiazione, la cui lunghezza d'onda era ormai conosciuta, W. L. Bragg e i suoi collaboratori eseguirono la determinazione delle distanze reticolari nei cristalli piú complessi. Inversamente, dopo una accurata valutazione della distanza reticolare del salgemma, tale cristallo potrebbe ora essere impiegato per la misurazione della lunghezza d'onda di una qualunque altra radiazione X.

I CRISTALLI PIÚ COMPLESSI La struttura del NaCl può essere considerata come risultante dalla compenetrazione di due reticoli cubici a facce centrate, essendo uno dei reticoli spostato lateralmente (o verso l'alto) per metà della sua lunghezza. Questa è la piú semplice forma di spostamento possibile. Il caso della blenda (ZnS) è una variante piú complessa: si trova che gli atomi di Zn giacciono tutti su d'un sistema cubico a facce centrate e gli atomi di S in un altro. I reticoli sono, tuttavia, spostati nella maniera mostrata nella figura 7. La chiave per la determinazione della posizione delle due disposizioni dei reticoli è data dalle relative intensità degli spettri riflessi. Ciascun atomo S è al centro di uno dei cubetti. Ogni atomo di Zn è tetraedralmente circondato da quattro atomi di S e viceversa.

Il cristallo di diamante ha la stessa struttura di quello della blenda, ma gli atomi sono identici nei due sistemi cubici a facce centrate spostati. Ciascun atomo di carbonio di un sistema è circondato tetraedralmente da quattro atomi di carbonio dell'altro sistema.

Tuttavia in casi piú complessi, i sistemi cosí compenetrati non sono spostati in modo simmetrico. Per esempio, nel FeS_2 gli atomi di S sono tutti situati ad un quarto della distanza lungo la diagonale di un elemento cubico di Fe, non al centro (fig. 7).

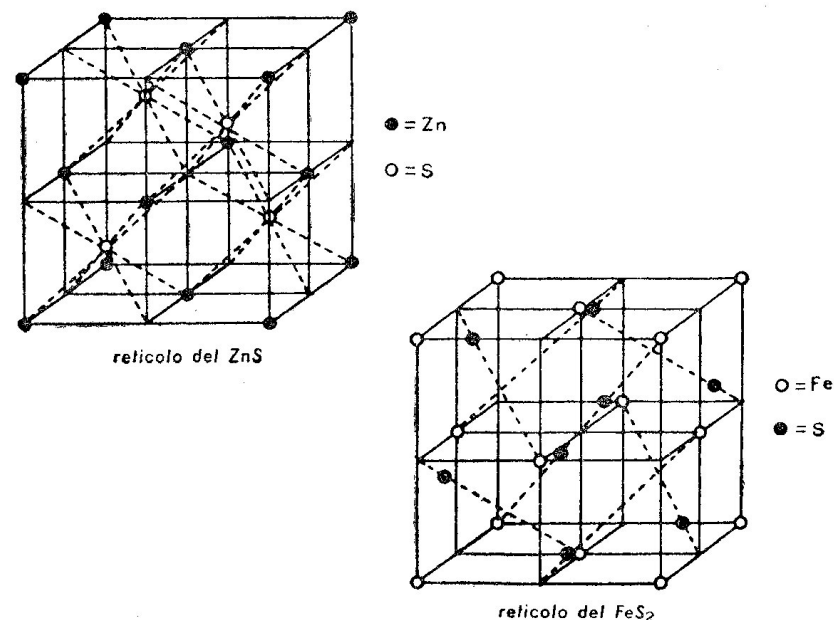



Figura 7

La conoscenza delle intensità dei vari ordini dai piani scelti è della massima importanza, essendo decisiva nello stabilire le strutture dei cristalli piú complessi. Perciò ci pare essenziale esaminare piú dettagliatamente la dipendenza dell'intensità sia dal numero atomico dell'atomo diffondente sia dalla direzione di diffusione.

FATTORI CHE INFLUENZANO L'INTENSITÀ L'osservazione mostra che l'ampiezza della radiazione X diffusa da un atomo non è direttamente proporzionale al numero atomico (cioè al numero di elettroni periferici) in modo semplice. La proporzionalità semplice ha luogo soltanto per *piccoli* angoli di diffusione. L'entità della radiazione diffusa diminuisce con l'aumentare dell'angolo, con una velocità di diminuzione,

a parità di lunghezza d'onda, piú grande per gli atomi piú leggeri che per i piú pesanti, poiché per gli atomi piú leggeri la distanza media fra gli elettroni diffondenti è piú grande.

Secondo la teoria elettromagnetica classica, quando un'onda di ampiezza A polarizzata in un piano sorpassa e pone in vibrazione un elettrone libero, quest'ultimo diffonde una parte dell'onda la cui ampiezza è Ae^2/rmc^2 alla distanza r dall'elettrone, nel piano di polarizzazione. Un atomo di numero atomico Z contiene Z elettroni periferici e se si suppone che ognuno diffonda secondo l'espressione precedente, indipendentemente dalla sua posizione, la diffusione risultante per l'atomo è Z volte quella precedente. Aumentando θ, l'angolo di diffusione, le onde provenienti dai differenti elettroni si sfasano, e l'interferenza che ne deriva riduce l'ampiezza risultante del caso precedente a $f \cdot Ae^2/rmc^2$, dove f dipende da θ ed è eguale a Z soltanto quando l'angolo è piccolo. Questo f diminuisce con l'aumentare di θ. Esso è conosciuto come il *coefficiente di diffusione atomico.*

Quando si tratta il problema della diffusione dal punto di vista della meccanica ondulatoria, si ottengono risultati analoghi, ma piú precisi. Si possono teoricamente costruire le curve in base alla relazione fra f e θ, e si trova che sono confermate dalle osservazioni fatte sulla radiazione diffusa nelle diverse direzioni. Tali curve f si usano per calcolare le intensità previste prodotte dai diversi piani del cristallo.

RAPPRESENTAZIONE IN SERIE DI FOURIER Uno sviluppo notevolmente elegante nella tecnica analitica fu introdotto da W. H. Bragg. In esso la relazione fra la distribuzione periodica della materia diffondente e la risultante diffrazione dei raggi X si esprime considerando la struttura del cristallo come costituita da una *serie di Fourier a tre dimensioni.* Ogni misurazione di una riflessione di raggi X viene trattata come una misurazione della corrispondente componente di Fourier nella struttura del cristallo. Le misure dei raggi X dànno le intensità (ma non le fasi) dei raggi diffratti. Invece di regolare le posizioni degli atomi per tentativi, al fine di spiegare le intensità osservate, si osservano le intensità delle riflessioni dei diversi piani e da queste si calcola la densità elettronica nel cristallo.

La distribuzione dell'intensità elettronica è calcolata con i metodi dell'analisi di Fourier e, se portata a termine, mostra immediatamente *i centri degli atomi come aggregati di densità elettrica.* I diversi tipi di atomi si possono riconoscere dal *grado* di concentrazione elettrica, che dipende dal *numero atomico.* Tali analisi sono generalmente molto difficili da eseguire, ma quando si possono ottenere dei risultati, sono interessanti, poiché allora si ottiene una vera immagine del contorno della distribuzione elettronica entro il cristallo. L'analisi finale effettuata graficamente mostra una immagine definita con linee che si addensano nei punti di massima densità elettronica. In talune analisi eseguite con composti organici, appaiono chiaramente nel diagramma finale della struttura del cristallo raggruppamenti molecolari, come l'anello esagonale del benzene.

Bisogna osservare che trattando cristalli complessi si trova spesso conveniente raggruppare insieme i radicali acidi (per esempio SO_4) e trattarli effettivamente come unità relativamente ai componenti metallici. In molti cristalli organici, l'intera molecola organica appare come la pietra fondamentale unitaria della struttura del cristallo, poiché entro la molecola i singoli atomi sono, relativamente, molto piú strettamente legati. Questa caratteristica conduce ad una differenza sensibile nel modo di intraprendere l'analisi dei cristalli organici rispetto a quelli inorganici. Le posizioni delle molecole come elementi di struttura si possono trovare coi metodi già descritti, ma la sistemazione dei *singoli atomi* è estremamente difficile: ciò è dovuto in parte alla complessità delle strutture e in parte al fatto che le ampiezze di diffusione provenienti dagli atomi piú frequenti, quali gli atomi di carbonio, ossigeno ed azoto, sono cosí simili che è estremamente difficile distinguerle l'una dall'altra. A questo si deve aggiungere il fatto che l'idrogeno, che è chimicamente di grande importanza, possedendo un unico elettrone, *diffonde cosí poco che, in generale, i suoi effetti non sono affatto osservati.* Da ciò risulta chiaramente che i cristalli organici presentano serie difficoltà.

FORZE INTERATOMICHE I risultati ottenuti dall'analisi dei cristalli hanno fortemente influito sulla teoria chimica dello stato solido. In ogni caso specifico l'analisi mostra se l'aggregato consta di ioni o di molecole

complete. Corrispondentemente le forze operanti per tenere uniti i componenti costituenti il cristallo molecolare, sono divise in due specie e si parla di *legami eteropolari* e *omopolari.* Noi tratteremo prima il legame eteropolare, talvolta chiamato *legame ionico.*

Il cristallo di NaCl rappresenta un caso eteropolare tipico. In questo, l'attrazione elettrostatica fra ioni adiacenti, di carica opposta, è la principale forza di legame nel cristallo. La molecola è *completamente ionizzata anche allo stato solido,* e l'atto di soluzione conduce non alla produzione della ionizzazione, come si pensava in precedenza, ma solo alla distruzione del reticolo. L'atomo di sodio ha un unico elettrone ottico di valenza legato in modo relativamente blando e l'atomo di cloro ha uno strato esterno *M* incompleto, mancando di un elettrone. Poiché un atomo con uno strato incompleto ha una forte affinità elettronica, il cloro attira l'elettrone di valenza poco legato del sodio, con la risultante formazione degli ioni Na^+ e Cl^-, ed il raggio dell'atomo Na^+ è minore di quello dell'atomo Cl^-. Sebbene gli ioni si attirino fortemente fra loro, la loro caduta l'uno sull'altro è impedita dalle intense forze repulsive che divengono considerevoli solo quando gli ioni si avvicinano l'uno all'altro a una certa minima distanza. (Questa ipotesi è assai ragionevole, poiché, quando il totale complesso elettrico rappresentante un atomo incomincia a penetrare in quello rappresentante l'altro, ci si può aspettare una forza di repulsione. Come analogia, consideriamo due sfere caricate di segno contrario che si attirino l'un l'altra. Esse verranno a contatto e quando si toccheranno si comprimeranno l'un l'altra e una forza repulsiva, in questo caso elastica, incomincerà a costituirsi, fintanto che si stabilirà una posizione di equilibrio.)

Il risultato dell'equilibrio fra le forze attrattive e repulsive dà effettivamente allo ione un raggio (equivalente al raggio della sfera nell'analogia sopra accennata). La distanza fra i due ioni, Na^+ e Cl^-, è allora la somma dei raggi effettivi. Un'accurata osservazione mostra che il raggio ionico per un dato elemento si conserva approssimativamente costante, quando l'elemento si trova in differenti combinazioni chimiche. In modo analogo, il raggio ionico caratteristico di un ione complesso come NH_4^+ o CO_3^-, mantiene il suo valore numerico approssimato nei

differenti composti. Questo fatto è di grande aiuto, quando si cerca di analizzare un cristallo contenente elementi o radicali per i quali il raggio ionico è già stato determinato.

Nel legame ionico sopra indicato, che è tipico dei cristalli inorganici, la distanza fra gli atomi costituenti è tale che ciascuno conserva la sua individualità e può essere considerato come un'entità separata. Al contrario di questo, nel legame omopolare, o di valenza, gli atomi sono cosí vicini che *i loro sistemi elettronici si sovrappongono l'un l'altro.* Come risultato di ciò, alcuni elettroni in realtà *appartengono ad ambedue i sistemi,* e questa appartenenza degli elettroni comuni costituisce il legame. Il piú semplice di tali tipi di legami di valenza è la formazione della molecola dell'idrogeno mediante due atomi di idrogeno identici. I due atomi si avvicinano finché l'elettrone di ognuno viene sottoposto ai campi elettrici mutui di *ambedue* i nuclei. Questa situazione ha luogo soltanto quando l'avvicinamento è molto notevole, molto piú prossimo di quello richiesto per stabilire un legame ionico. Questa condivisione di elettroni è equivalente allo scambio degli elettroni e si considera che abbia luogo un rapido scambio. I legami di questo tipo sono denominati perciò *forze di scambio.* Essi hanno una direzione determinata e sono limitati al numero di elettroni non accoppiati. Quest'ultimo fatto spiega le semplici regole di valenza per numeri interi.

LE STRUTTURE CRISTALLINE DEI METALLI Lo studio delle strutture metalliche è un campo molto vasto poiché tutti i metalli sono cristallini, e, essendovi la possibilità di produrre un gran numero di leghe, ne può risultare una notevole complessità. Nei metalli si trova uno speciale terzo tipo di legame, *il legame metallico.* Un metallo semplice o un aggregato cristallino costituente una lega è un complesso formato di ioni metallici positivi e di elettroni liberi. La disposizione degli ioni positivi dipende dalla lega particolare. Gli stati cristallini metallici risultano da due tendenze opposte: *a)* il carattere metallico nel quale i legami non sono direzionali, e *b)* un legame specifico di ogni atomo con determinati atomi vicini, il che, in certi limiti, ha carattere *omopolare.*

La prima tendenza, quella delle forze non direzionali, conduce a un accumulazione semplice degli atomi in ordini regolari, simili ai modi

in cui si raggruppano le sfere l'una accanto all'altra. Il fattore che guida questo raggruppamento è la *tendenza ad assumere un volume minimo.* La struttura cubica a facce centrate e quella esagonale sono del pari strettamente raggruppate e un'altra struttura semplice, la cubica centrata, è soltanto leggermente piú aperta. È possibile adattare molti cristalli metallici a questi schemi di raggruppamento e mostrare che la prima tendenza predomina.

Le strutture delle leghe sono di grande interesse teorico e di importanza pratica. Il tentativo di discutere le leghe in base ai concetti chimici ordinari fallisce, poiché la composizione chimica della fase di una lega varia spesso entro ampi limiti, mentre le caratteristiche proprietà fisiche della fase rimangono effettivamente immutate e, anche se la composizione della fase è situata entro limiti molto stretti, la composizione "ideale" può corrispondere a proporzioni atomiche tutt'altro che semplici. Le strutture delle leghe sono meglio considerate se basate in primo luogo sui modelli delle *posizione di fase* — per esempio, cubico a facce centrate, esagonale stretto, ecc., — poiché il modello di fase è determinato, in una data lega, in parte dalle dimensioni dei vari atomi che occupano le posizioni di fase, in parte dal rapporto del numero degli elettroni di valenza col numero degli atomi della cella unitaria (la regola di concentrazione elettronica di Hume-Rothery), ma difficilmente dalle proprietà puramente chimiche degli atomi. La disposizione degli atomi in una data struttura di fase fra le varie posizioni possibili è determinata dall'equilibrio fra la tendenza della struttura ad assumere la disposizione piú perfettamente ordinata, per la quale l'energia potenziale sia minima, e l'influenza perturbante dell'agitazione termica, che tende a provocare una disposizione completamente accidentale ("disordinata"). Una disposizione altamente ordinata si chiama *superreticolo,* ma si deve capire che tale formazione rappresenta un perfezionamento dell'idea fondamentale del modello di fase che determina largamente le proprietà fisiche della lega.

Il sistema argento-cadmio può servire come esempio per illustrare i princípi generali stabiliti piú sopra. L'argento puro ha una struttura cubica a facce centrate. Per leghe contenenti fino al 42 per cento di cadmio, il modello di fase è cubico a facce centrate, poiché gli atomi

di cadmio sostituiscono gli atomi di argento a caso, con un piccolo cambiamento corrispondente nelle dimensioni della struttura; questa lega d'una sola fase è chiamata una *soluzione solida primaria.* Le leghe contenenti dal 42 al 50 per cento di cadmio hanno due fasi, una la soluzione solida primaria (42 per cento di cadmio) fase α, l'altra una nuova struttura di fase (β), contenente il 50 per cento di cadmio, con un modello di fase cubico centrato e gli atomi d'argento e di cadmio disposti in un perfetto superreticolo. Questa *fase intermedia* γ esiste solo per composizioni molto prossime al 50 per cento di cadmio — cioè i limiti della fase sono molto vicini fra loro — ma questo è piuttosto un caso speciale e non dovrebbe essere considerato come tipico dei sistemi di leghe in generale. Dal 50 al 57 per cento di cadmio, la lega consiste in un miscuglio di fasi β e γ; dal 57 al 65 per cento di cadmio la lega contiene soltanto la fase intermedia γ; e cosí via, le leghe a unica fase e a due fasi si alternano, essendo le ultime leghe soluzioni solide primarie ad una sola fase di argento in cadmio, con un modello di fase corrispondente a quello del cadmio puro.

Un altro fattore che si è trovato influenzare le sistemazioni d'ammassamento dei costituenti è il *rapporto del numero degli atomi con gli elettroni di valenza* in un dato composto. Questo effetto fu scoperto da Hume-Rothery. Cosí si può formare un reticolo complesso con la partecipazione di 52 atomi quando vi sono nel composto 21 elettroni di valenza per 13 atomi. Esempi tipici sono Ag_5Cd_8, Cu_5Zn_8, e Cu_9Al_4; Il rapporto degli elettroni di valenza con il numero degli atomi è diventato un fattore decisivo nello stabilire la struttura di una lega metallica.

CRISTALLI ORGANICI La natura complessa della maggior parte delle molecole organiche ha impedito importanti progressi nello studio dei cristalli organici mediante i raggi X. Dapprima non si poté fare molto oltre al confermare le strutture già ricavate dalla stereochimica. La base fondamentale del metodo chimico di studio dipende in modo rilevante dal riconoscimento dell'esistenza di quattro legami di valenza nel carbonio e dalla concezione classica dell'anello di benzene. W. H. Bragg per primo applicò i raggi X ai cristalli organici e riuscí a ottenere un'analisi delle strutture del naftalene e dell'antracene (rispettivamente

due e tre anelli di benzene riuniti). Ulteriori e piú estese osservazioni trovarono che l'anello del benzene era piatto, gli atomi del carbonio formavano un esagono regolare avente i lati di 1,41 Å di lunghezza. In questo, i tre legami degli atomi del carbonio giacciono in un piano, inclinati l'uno rispetto all'altro in modo da formare angoli di 120°. Cosí non soltanto venne confermata l'esistenza del classico anello del benzene ma si conobbero per di piú le sue dimensioni.

IL TESSUTO CRISTALLINO Le proprietà di una massa cristallina non dipendono soltanto dalle disposizioni degli atomi caratteristiche del particolare tipo di cristallo, ma anche dalla struttura microscopica piú o meno accidentale, cioè la struttura a *mosaico* dei componenti microcristallini con i quali si può costruire una tale massa cristallina. I microcristallini possono essere completamente ordinati o anche completamente disordinati e distribuiti a caso e, di frequente, un particolare cristallo è in uno stato di tensione meccanica ed allora si hanno distorsioni.

Anche la dimensione del conglomerato cristallino influenza le osservazioni. Quando le particelle dei cristalli usati nel metodo della polvere sono *molto piccole*, le righe ottenute divengono mal definite e diffuse. Dalla larghezza delle righe è possibile calcolare le dimensioni dei singoli cristalli. Infine, se le dimensioni delle particelle cristalline vengono sufficientemente ridotte, alla struttura cristallina succede una struttura amorfa. Tuttavia, anche in tali casi certe disposizioni degli atomi sono *piú probabili di altre* e ciò produce una forma di tessuto che dà luogo ad *aloni di diffrazione diffusi*. Si possono osservare pure tali aloni di diffrazione con i raggi X nei liquidi e nei gas. È assai difficile dire che i liquidi manifestano struttura cristallina, ma essi certamente mostrano *un tessuto dovuto a disposizioni molecolari* ed in un certo senso questo è *pseudocristallino*.

Molte fibre organiche naturali diffrangono i raggi X in maniera tale da implicare l'esistenza di qualche disposizione ordinata, anche se tale disposizione non si deve considerare come veramente cristallina. Esistono in queste fibre lunghe molecole complesse composte da raggruppamenti molecolari simili che si ripetono periodicamente lungo la fibra e, quando un gruppo di fibre è orientato in modo tale che i costituenti

sono approssimativamente paralleli, ne risulta un modello di tipo cristallino. Con questo criterio si sono ricavate le strutture della cellulosa e delle fibre della gomma.

Le applicazioni della tecnica dei raggi X allo studio dello stato solido, sono dunque molto numerose. Composti che sarebbero distrutti mediante l'analisi chimica possono essere studiati rimanendo intatti, poiché il materiale non subisce alcun mutamento durante l'esame coi raggi X; è possibile esaminare e studiare quantità molto piccole di sostanze e, anche se la sostanza da studiare è mescolata con qualche altro tipo di cristallo, non è necessaria la separazione delle due sostanze. (È chiaro che con quantità minime tale separazione sarebbe spesso impossibile.) Il fatto di avere evitato la necessità della separazione è spesso di grande importanza pratica. Molta luce è stata gettata sulla struttura delle leghe e sulla costituzione chimica di molti composti complessi. Cosí, quale caso tipico, fu dimostrato con i raggi X che la formula dell'anfibolo, che si supponeva fosse $CaMg_3(SiO_3)_4$, in realtà è $(OH)_2Ca_2Mg_5(Si_4O_{11})_2$. Mediante i nuovi metodi si possono distinguere le modificazioni allotropiche dei cristalli. Misurando *con precisione* le distanze reticolari dei cristalli è anche possibile misurare il coefficiente di dilatazione termico dei cristalli e questo può essere fatto per piccolissime particelle, quando viene impiegato il metodo della polvere.

11.
La meccanica ondulatoria

LA LUNGHEZZA D'ONDA DELL'ELETTRONE Sino al 1923 l'elettrone era considerato di natura completamente corpuscolare, ma in quell'anno de Broglie propose una nuova teoria dell'elettrone, che, pienamente sviluppata in sèguito, ha avuto un notevole successo nella spiegazione di certi fenomeni. De Broglie propose che *una particella in movimento, qualunque sia la sua natura, possiede associate ad essa proprietà ondulatorie.* Proprio come nell'ottica la teoria corpuscolare può spiegare le proprietà delle lenti, ecc., ma non riesce a spiegare certi fatti particolari, quali i fenomeni di diffrazione e di interferenza, per spiegare i quali si richiede una teoria ondulatoria, cosí pure l'ordinaria teoria dinamica corpuscolare dell'elettrone fallisce quando si esaminano i fenomeni nei loro minuti particolari: per analogia, è stata dunque ideata una teoria ondulatoria dell'elettrone. De Broglie propose che la *lunghezza d'onda λ associata a qualsiasi* particella in movimento di massa m e velocità v è data da $\lambda = h/mv$ dove h è la costante di Planck.

È stato già osservato in relazione all'emissione di elettricità dalle superfici, che l'elettrone non può essere trattato semplicemente come una particella. Negli esperimenti che dobbiamo ora descrivere si deve considerare che gli elettroni abbiano proprietà ondulatorie, poiché *essi manifestano fenomeni di diffrazione.* L'apparente contraddizione fra la teoria delle onde e delle particelle sarà discussa in sèguito con maggiori dettagli. Per il momento ammetteremo valida la relazione di de Broglie, poiché vedremo che gli esperimenti sulla *diffrazione degli elettroni* possono essere spiegati soltanto con questa ipotesi. Da questa equazione è evidente che piú grande è la velocità acquistata dall'elet-

trone, piú corta sarà la lunghezza dell'onda associata di de Broglie. La formula mostra che un elettrone di 150 volt, che ha una velocità di $7{,}2 \times 10^8$ cm/s, ha la lunghezza d'onda di 1 Å e, siccome la velocità dell'elettrone è proporzionale alla radice quadrata della tensione applicata, cosí, per esempio, la lunghezza d'onda per un elettrone di 15000 volt è di 0,1 Å.

Le proprietà ondulatorie dell'elettrone furono scoperte sperimentalmente per la prima volta nel 1927 da Davisson e Germer, i quali riuscirono a misurare la lunghezza dell'onda di de Broglie per elettroni lenti con il metodo di diffrazione.

GLI ESPERIMENTI DI DAVISSON E GERMER L'apparecchio usato è disegnato in modo schematico nella figura 1. Gli elettroni, ai quali è stata impressa una velocità nota, sono emessi da un "cannoncino elettronico",

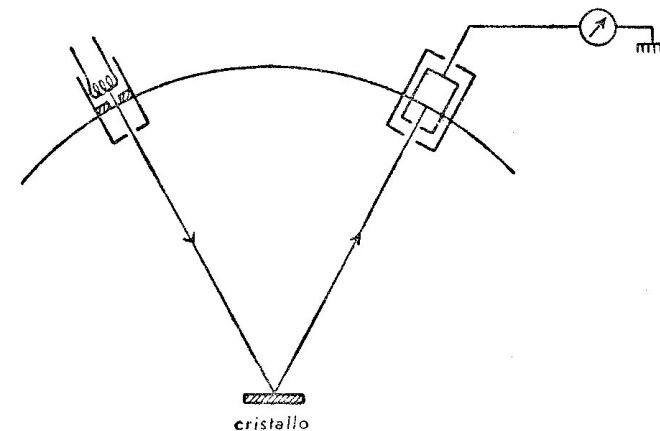



Figura 1

che è un sistema atto a creare un intenso fascio elettronico focalizzato. Questo è diretto attraverso un alto vuoto, in modo da formare un certo angolo sulla superficie di un grande cristallo di nichel. Gli elettroni sono *riflessi* dai piani del cristallo in diverse direzioni e la distribuzione angolare è misurata con un cilindro di Faraday, il quale può muoversi lungo un cerchio graduato. Il cilindro di Faraday è circondato da un involucro protettivo al quale si può applicare un potenziale ritardante e,

variando questo, si possono misurare sia le energie degli elettroni entranti sia il loro numero. Sebbene tutti gli elettroni incidenti colpiscano il cristallo con la stessa velocità, fra quelli che si allontanano dal cristallo vi sono elettroni lenti secondari prodotti dagli urti con gli atomi. Questi possono essere eliminati, rendendo il potenziale ritardante quasi uguale a quello del fascio elettronico incidente.

In queste osservazioni si trovò che *vi è una riflesssione selettiva,* dipendente dalla velocità degli elettroni sopraggiungenti. Se la sorgente elettronica e il cilindro sono fissi e la velocità degli elettroni viene aumentata gradatamente, il numero di questi che raggiunge il cilindro di Faraday segue la curva mostrata nella figura 2. Questa riflessione selettiva

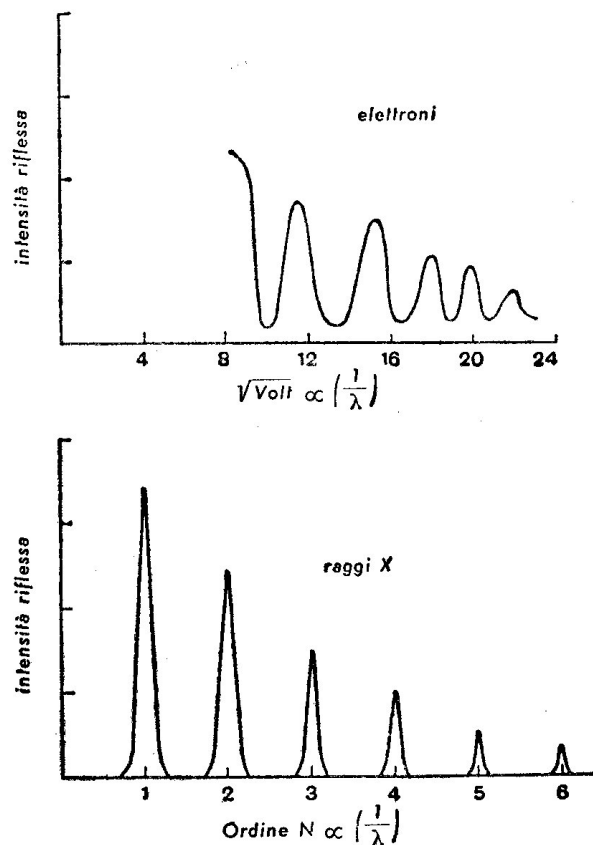



Figura 2

prodotta dal cristallo *è analoga alla riflessione dei raggi X* mostrata dalla figura. Se si considerano gli elettroni come semplici corpuscoli, non vi è una valida ragione per attendersi un potere riflettente specifico piú alto da associarsi alle velocità date. Tuttavia, se si ammette che gli elettroni abbiano onde associate, con lunghezza d'onda variabile con la velocità in accordo con l'espressione di de Broglie, allora si produce esattamente il fatto che ha luogo quando un fascio di raggi X di lunghezza d'onda progressivamente variabile urta un cristallo con una riflessione selettiva che segue la legge di Bragg. Perciò è possibile calcolare la lunghezza d'onda *effettiva* dell'elettrone mediante l'applicazione di questa legge. I valori cosí trovati sono in completo accordo con quelli dati dall'equazione di de Broglie.

GLI ESPERIMENTI DI G. P. THOMSON Gli esperimenti descritti sopra, i quali usano elettroni lenti, furono seguiti nel 1928 dalle ricerche compiute da G. P. Thomson con elettroni veloci. Per questo scopo si usò un metodo sperimentale del tutto differente, molto simile al metodo della polvere cristallina di Debye-Scherrer, usato nell'analisi cristallografica. Esso è illustrato nella figura 3. A destra vi è una sorgente di

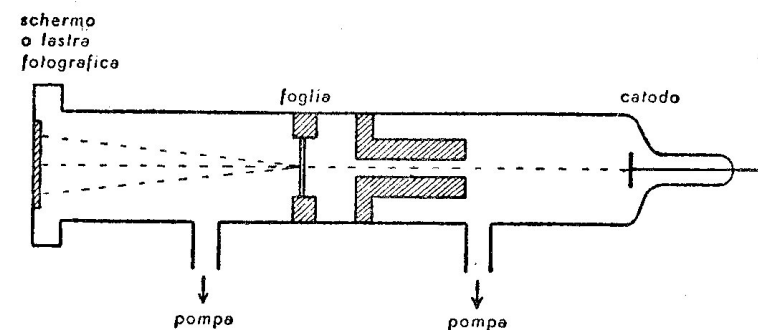



Figura 3

raggi catodici che possono essere prodotti con potenziali sino a 50 000 volt; per mezzo di un tubo munito di diaframma viene isolato un sottile fascio di elettroni e viene fatto cadere su di una foglia d'oro molto sottile. Lo spessore della foglia è dell'ordine di 10^{-6} cm. Si richiede una speciale tecnica per produrre tali foglie estremamente sottili; per

esempio, un metodo è il seguente: il metallo viene spruzzato su acetato di celluloide, questo poi viene rimosso con un'immersione in acetone.

Se gli elettroni sono corpuscoli, la foglia li diffonderà su di uno schermo fluorescente in modo da formare una chiazza regolare la cui intensità andrà diminuendo dal centro alla periferia. La distribuzione può essere osservata direttamente con lo schermo fluorescente o usando una lastra fotografica. Invece di una chiazza continua, l'immagine osservata è simile a quella illustrata nella tavola 3*d* nella quale si possono vedere anelli netti e distinti. Questi anelli sono del tutto simili a quelli trovati adoperando il metodo della polvere cristallina per l'analisi dei cristalli mediante i raggi X e hanno una origine simile. La foglia consta di una distribuzione a caso di cristallini metallici e quelli che sono orientati proprio secondo l'angolo adatto diffrangono gli elettroni in accordo con la legge di Bragg. I circoli sono perciò dovuti a coni di diffrazione poiché l'intersezione di un cono con la lastra fotografica dà un circolo. La materia della foglia e il suo stato di aggregazione determinano la forma dell'immagine, la quale in definitiva è dipendente dalla struttura dei cristalli costituenti la materia della foglia. Questo esperimento dimostra chiaramente in un modo sorprendente che gli elettroni incidenti si comportano come onde, poiché le immagini di diffrazione possono essere prodotte soltanto da onde. Rimane una possibilità da esaminare: è possibile che gli elettroni, nel loro passaggio attraverso la foglia, generino raggi X secondari, i quali producano gli effetti di diffrazione sullo schermo? Thomson eliminò questa difficoltà in un modo molto semplice. Quando si pone il tubo catodico in un campo magnetico, il fascio di raggi elettronici viene deviato e con esso l'immagine completa, provando cosí che quest'ultima è dovuta alle onde degli elettroni e non ai raggi X che non sarebbero deviati.

La lunghezza d'onda degli elettroni può essere esattamente calcolata dagli anelli di diffrazione e si trova che essa è indipendente dalla sostanza costituente la foglia e dipende solo dalla velocità degli elettroni. La misura mostra che le lunghezze d'onda osservate sono quelle date dall'equazione di de Broglie, con un errore sperimentale dell'ordine del 2 per cento. Il fenomeno descritto sopra è chiamato diffrazione degli elettroni ed esso è divenuto di recente un potente mezzo per l'analisi

dei cristalli. Le immagini di diffrazione possono anche essere prodotte dagli elettroni che si riflettono sulle superfici dei cristalli secondo piccoli angoli. Come nel caso di trasmissione, i differenti circoli di diffrazione sono dovuti alle riflessioni dai diversi piani dei cristalli. Le pellicole superficiali e la struttura cristallina della superficie possono essere studiate analizzando i cerchi di diffrazione degli elettroni ottenuti per riflessione.

LA NATURA DUALISTICA DELLA MATERIA E DELLE ONDE È chiaro da questi esperimenti che l'elettrone deve essere, in certi casi, trattato come un'*onda*. D'altra parte, esperimenti come quelli nei quali si misura e/m mostrano che l'elettrone in questi casi deve essere considerato una *particella*. Nel 1932 Stern dimostrò che un fascio di raggi di atomi o di molecole, se "riflesso" dalla superficie di un cristallo, dà luogo ad effetti di diffrazione esattamente come fa un fascio di elettroni. Le lunghezze d'onda delle *onde di materia* associate si adattano esattamente all'espressione di de Broglie, la quale perciò vale per ogni forma di materia. Le proprietà caratteristiche delle onde degli elettroni debbono essere dunque attribuite a *tutta la materia*, elettroni, protoni, molecole, ecc. Questo fatto fondamentale conduce a un nuovo tipo di meccanica, *la meccanica ondulatoria*, che sostituisce la dinamica classica quando si deve considerare la struttura intima della materia.

L'estensione di una teoria ondulatoria alla materia ha il suo riscontro nello studio delle onde luminose. Sebbene la luce presenti indiscutibilmente i ben noti fenomeni delle onde elettromagnetiche, tuttavia, nello stesso tempo, essa possiede un vero aspetto di particella, poiché i fotoni o quanti di luce hanno un impulso definito come è provato dall'esistenza dell'effetto Compton. L'unica conclusione a cui si può pervenire è che *tanto la materia che la radiazione hanno una doppia natura di "particella-onda"*.

Il primo tentativo di spiegare questa doppia natura fu fatto da Schrödinger che trattò ogni elettrone come un *pacchetto di onde*. Consideriamo, per esempio, due onde sonore di differente lunghezza d'onda ma propagantisi con la *stessa* velocità. In certi punti durante il cammino, le ampiezze si sommano producendo dei massimi e si sottrag-

gono dando luogo a dei minimi. Questi massimi e minimi successivamente si muovono rispetto a un punto qualunque con la stessa velocità delle onde. Se consideriamo due onde sonore di velocità *differenti* (vale a dire in un mezzo dispersivo), la velocità dei massimi e dei minimi *non* è quella delle onde componenti. Se si sovrappongono fra loro numerosi treni d'onda, ognuno con una velocità e una lunghezza d'onda lievemente differenti, questi si possono scegliere in modo che le vibrazioni si elidano all'infuori di una piccola porzione di spazio, dove essi si sommano per formare ciò che viene chiamato un pacchetto d'onde. Un tale pacchetto procede con una sua propria velocità, la *velocità di gruppo*. Si può considerare che le onde individuali che formano il pacchetto possiedano una velocità media, la *velocità di fase*.

Si può dimostrare che un pacchetto d'onde deve infine sparpagliarsi. Se si considera l'elettrone come un pacchetto d'onde, è necessaria l'esistenza di un'*onda pilota* per esso. Senza una tale ipotesi, la teoria del pacchetto d'onde è insostenibile. Quest'onda pilota è quella descritta dall'equazione di Schrödinger, che vedremo piú avanti. Fisicamente questa equazione mette in relazione l'ampiezza dell'onda con la probabilità di trovare un elettrone in un punto. Se l'ampiezza dell'onda in un punto qualunque è nulla, vi è soltanto una probabilità infinitesima di trovare l'elettrone in quel punto. Il processo meccanico è associato con un processo ondulatorio la cui ampiezza dà la misura della probabilità che l'evento abbia luogo nel punto considerato. Il valore dell'ampiezza è perciò trascurabilmente piccolo in tutti i punti, eccetto nel pacchetto d'onde, quindi ci si può attendere di trovare una particella entro lo spazio del pacchetto e cosí in effetti essa viaggia con la velocità di gruppo v. Cosí il pacchetto d'onde e l'onda pilota hanno le proprietà d'una particella che si muove con la velocità v, e presentano pure gli effetti di diffrazione e di interferenza. In tal modo la difficoltà è risolta. Le proprietà di particella e di onda sono strettamente complementari; se noi immaginiamo un esperimento che mostri le proprietà d'onda, ci è impedito di vedere le proprietà di particella, e viceversa. *Un elettrone non può comportarsi nello stesso tempo come particella e come onda; esso agisce come l'una o l'altra in ogni esperimento che possa essere escogitato.*

Le proprietà ondulatorie e corpuscolari possono essere descritte secondo il seguente schema:

Proprietà d'onda	Proprietà di corpuscolo
Lunghezza d'onda	Impulso
Frequenza	Energia

Il solo legame fra i due concetti è dato da h, nell'espressione di de Broglie.

IL PRINCIPIO DI INDETERMINAZIONE DI HEISENBERG Un principio di grande importanza fu proposto da Heisenberg nel 1927. Si perviene a questo principio dalle considerazioni sulla natura dualistica dell'elettrone. La stessa definizione di corpuscolo implica che in qualunque istante esso abbia un *impulso definito* e occupi una *posizione definita* nello spazio. Solo se si può determinare *simultaneamente* sia l'impulso sia la posizione nello spazio, possiamo dire effettivamente che è stata osservata una "particella" nel senso da noi presupposto. Poiché l'elettrone è in qualche punto all'interno del pacchetto d'onde e si muove con la velocità di gruppo, nasce l'incertezza sulla velocità della particella definita, poiché il gruppo non è infinitamente stretto e ha una distribuzione di velocità. È impossibile sapere *dove*, entro il gruppo, si trova effettivamente l'elettrone e qual è la sua *esatta* velocità. Per un pacchetto d'onde abbastanza *lungo*, con molti massimi, la posizione dell'elettrone è molto incerta, ma la velocità risulta pochissimo dispersa cosicché si conosce abbastanza esattamente la velocità della particella. In un pacchetto corto, la posizione della particella è piú o meno determinata, ma siccome si può dimostrare che la dispersione della velocità di tale pacchetto è molto grande, la velocità della particella è indeterminata. Si può conoscere con precisione *o la posizione o la velocità*, ma non entrambe, ed una di esse ha un valore dubbio. Può essere provato che è *impossibile* determinare simultaneamente con esattezza tanto l'impulso quanto la posizione di una particella e ciò si dimostra con il seguente ragionamento.

Un pacchetto d'onde rappresentante una particella ha una lunghezza

finita Δx e i punti estremi hanno una differenza di numeri d'onda $\Delta\nu$. Si può dimostrare mediante la teoria ondulatoria generale che $\Delta x \sim 1/\Delta\nu$, essendo la lunghezza del pacchetto d'onda inversamente proporzionale alla differenza dei numeri d'onda delle due estremità del pacchetto. Cosí $\Delta x \cdot \Delta\nu \sim 1$. Poiché abbiamo anche $\lambda = h/mv = h/p$, dove l'impulso mv è indicato con p, allora

$$p = h\nu$$

differenziando si ha $$\Delta p/h = \Delta\nu$$

con la sostituzione otteniamo

$$\Delta x \cdot \Delta p \sim h\,.$$

È chiaro che Δx rappresenta l'*indeterminazione* della posizione della particella entro il pacchetto, e poiché vi è una differenza dei numeri d'onda $\Delta\nu$ nel pacchetto, Δp è l'*indeterminazione* dell'impulso. Questa è dunque la relazione d'indeterminazione di Heisenberg, la quale afferma che il *prodotto delle indeterminazioni nel determinare la posizione e l'impulso è approssimativamente eguale alla costante h di Planck.*

Piú esattamente noi definiamo la posizione, cioè piú piccolo rendiamo Δx, piú grande diviene Δp, e viceversa. La relazione mostra che è impossibile misurare *esattamente* e *simultaneamente* la posizione e l'impulso.

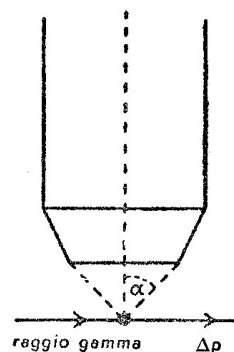



Figura 4

È evidente che ciò è fondamentale poiché pone un limite alla possibile esattezza di osservazione. L'indeterminazione sorge dalla dispersione

dei pacchetti d'onda in confronto ai punti finiti, rappresentanti i centri dei corpuscoli.

Qualunque sia il metodo impiegato, è impossibile evitare le conseguenze della relazione di indeterminazione. Considerate, per esempio, il tentativo di osservare *con precisione* la posizione di una particella con un microscopio di potere risolvente estremamente elevato. L'ottica mostra che il limite di risoluzione dipende dalla lunghezza d'onda della luce impiegata nell'esame della particella. Immaginiamo di poter usare le piú brevi lunghezze d'onda disponibili, i raggi γ; in tal modo si ottiene il piú elevato potere risolvente possibile nel determinare la posizione delle particelle. Sia ν la frequenza di questa radiazione illuminante e la particella in osservazione sia un elettrone. Dalla teoria classica dell'ottica la posizione della particella è conosciuta con un'incertezza Δx dove $\Delta x \sim \lambda/\sin\alpha$, α essendo l'apertura angolare del microscopio.

Per osservare l'elettrone, la radiazione che perviene all'osservatore deve essere stata diffusa dall'elettrone; il quale, nel processo di diffusione, subisce un rinculo dovuto all'effetto Compton, e il cambiamento dell'impulso è dell'ordine di grandezza $h\nu/c$ in una direzione indeterminata. L'indeterminazione della direzione di diffusione del quanto di luce è esattamente uguale all'indeterminazione della direzione di rinculo dell'elettrone. Se le condizioni sperimentali sono tali che la particella si veda realmente, il quanto della radiazione diffusa entra certamente nel microscopio. Perciò l'incertezza nella direzione assunta dal quanto di radiazione è uguale all'apertura angolare del microscopio. Cosí la componente dell'impulso perpendicolare all'asse dello strumento è determinata con una incertezza $\Delta p \sim (h\nu/c)\sin\alpha$. Moltiplicando abbiamo

$$\Delta p \cdot \Delta x \sim (h\nu/c)\sin\alpha \cdot \lambda/\sin\alpha$$

e siccome $$\lambda\nu = c$$

otteniamo $$\Delta p \cdot \Delta x \sim h\,.$$

Cosí ancora una volta non si può sfuggire alla relazione d'indeterminazione e, malgrado ogni altro possibile tentativo, la conclusione è che necessariamente essa non può essere superata. Le conseguenze filosofiche e scientifiche del principio di Heisenberg sono di larga portata,

poiché in base ad esso è necessario *abbandonare la legge della casualità esatta nel senso classico,* onde nella scienza fisica la *probabilità* si sostituisce all'*esattezza.* I fenomeni debbono essere descritti solo in termini di probabilità e di distribuzioni statistiche. Si trova che casi *impossibili* nella teoria classica, se trattati con la meccanica ondulatoria, hanno *una probabilità molto piccola ma finita di accadere.*

L'EQUAZIONE D'ONDA DI SCHRÖDINGER L'onda pilota che obbedisce all'equazione di Schrödinger è stata necessaria per spiegare la non dissipazione del pacchetto d'onde dell'elettrone. In questo paragrafo si ricaverà l'equazione delle onde. Schrödinger comincia col considerare l'equazione della propagazione delle onde elastiche, cosí come è data dalla dinamica. Supponendo per ora che la propagazione abbia luogo solo nella direzione x questa è

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} = \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2},$$

dove Ψ è lo spostamento e c la velocità dell'onda. La soluzione di questa equazione dà Ψ come spostamento periodico nel tempo, cioè $\Psi = \psi \exp[iwt]$. In questa relazione ψ è una funzione di x ma non di t, e w è uguale a $2\pi\nu$, dove ν è la frequenza. Derivando questa due volte rispetto a x e t, otteniamo

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} = -w^2 \psi \exp[iwt]$$

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} \exp[iwt].$$

Sostituendo nell'equazione delle onde elastiche, abbiamo

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} \exp[iwt] = \frac{-w^2}{c^2} \psi \exp[iwt]$$

cioè

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{w^2}{c^2}\psi = 0.$$

Poiché $\lambda = \frac{c}{\nu} = \frac{2\pi c}{w}$ si può anche scrivere

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{4\pi^2}{\lambda^2}\psi = 0.$$

Fin qui il procedimento è generale. Il *concetto della meccanica ondulatoria* viene ora introdotto sostituendo $\lambda = h/mv$ dall'equazione di de Broglie e si ha

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{4\pi^2 m^2 v^2}{h^2}\psi = 0.$$

In questa equazione ψ è *l'ampiezza dell'onda associata alla particella in movimento.*

Se W è l'energia totale, V l'energia potenziale e $mv^2/2$ l'energia cinetica della particella, allora $mv^2/2 = W - V$, e se questa espressione si sostituisce nell'equazione delle onde sopra dedotta, si ha

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{8\pi^2 m}{h^2}(W - V)\psi = 0.$$

Se questa si generalizza per includere il movimento dell'onda rispetto agli assi x, y e z, essa assume la forma

$$\nabla^2 \psi + \frac{8\pi^2 m}{h^2}(W - V)\psi = 0.$$

Il laplaciano, $\nabla^2 \psi$, è

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2}.$$

La relazione sopra indicata è l'equazione delle onde di Schrödinger.

IL MODELLO ONDULATORIO DELL'ATOMO DI IDROGENO È necessario sostituire la teoria delle orbite di Bohr con una equazione del tipo di quella di Schrödinger per arrivare ad un modello piú corretto dell'atomo di idrogeno. Effettivamente l'aspetto della meccanica ondulatoria è strettamente legato alla teoria orbitale piú semplice. Invece di considerare un elettrone moventesi in un'orbita, la formula richiede che vi

sia una probabilità definita di trovare l'elettrone in un dato volume dv. Questa probabilità è $\psi\psi^*dv$, dove ψ^* è il complesso coniugato di ψ.

L'energia potenziale V di un elettrone, distante r da un nucleo di carica Ze, è $-e^2Z/r$ e, facendo questa sostituzione, l'equazione di Schrödinger di un tale sistema diviene

$$\nabla^2\psi + \frac{8\pi^2 m}{h^2}(W + e^2Z/r)\psi = 0 .$$

Per risolvere questa espressione le soluzioni debbono soddisfare alle condizioni ai limiti, le quali consistono nel fatto che ψ e la sua derivata prima siano dovunque *a un sol valore, continue e finite*. Tali soluzioni sono chiamate *autofunzioni*, ed i valori cosí trovati di W sono di grande importanza. Si trova che l'equazione di Schrödinger *può essere risolta soltanto* quando $W = 2\pi^2 me^4Z^2/n^2h^2$, dove n assume i valori interi 1, 2, 3, ecc. *Per tutti gli altri valori di n le onde di de Broglie nel campo coulombiano del nucleo si distruggono fra loro per interferenza.*

Il fatto notevole è che questi valori possibili dell'energia *sono esattamente gli stessi di quelli dati dalla teoria orbitale di Bohr*. Cosí i livelli energetici di Bohr, sperimentalmente osservati, sono ricavati dalla meccanica ondulatoria, *senza* l'introduzione di nessuna delle ipotesi arbitrarie adottate da Bohr. Inoltre molte osservazioni che non erano in accordo con la teoria di Bohr, si possono ora spiegare con l'aiuto della nuova teoria. Fino ad un certo punto la teoria di Bohr può essere considerata come una prima approssimazione. Un'analisi piú dettagliata delle equazioni mostra che i numeri quantici m e l compaiono pure nelle soluzioni delle autofunzioni.

DISTRIBUZIONE DELLA CARICA ELETTRICA NEGLI STATI ATOMICI La quantità $\psi\psi^*dv$ è la *probabilità di trovare un elettrone nell'elemento di volume* dv. Se si rappresenta $\psi\psi^*$ in funzione della distanza r dal nucleo, la curva risultante (per l'atomo di idrogeno) è quella mostrata dalla figura 5. La distribuzione elettrica è a simmetria sferica. La probabilità di trovare l'elettrone entro un dato elemento di volume *è grande vicino al nucleo e diminuisce rapidamente aumentando r*. La *funzione di distribuzione dell'elettrone*, definita da $D = 4\pi r^2\psi\psi^*$, si vede nella figura 6.

La quantità Ddr perciò costituisce la probabilità di trovare l'elettrone nello strato limitato delle sfere di raggi r e $r+dr$. D è massima alla distanza radiale $r = a$, dove a è il raggio della prima orbita di Bohr.

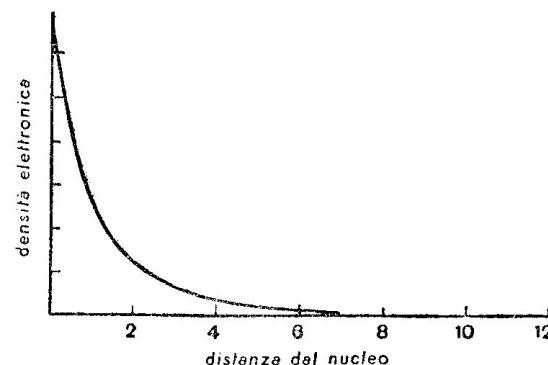



Figura 5

Perciò l'orbita di Bohr è sostituita dalla funzione di distribuzione dell'elettrone. *In prima approssimazione l'elettrone è situato alla distanza orbitale di Bohr*, ma non è un punto effettivo nello spazio. Esso si deve

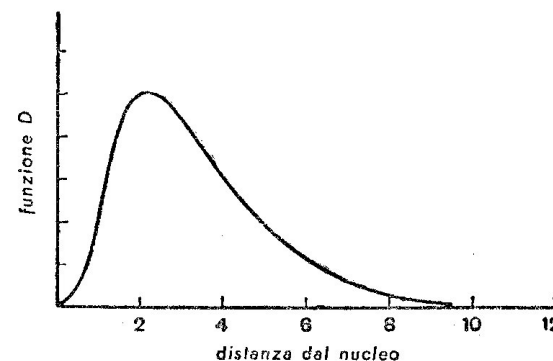



Figura 6

considerare come "distribuito" nel campo della curva D. Le distribuzioni degli elettroni calcolate per gli stati quantici con $l = 0$ ed $n = 1, 2, 3$ sono illustrate nella figura 7 (le unità di misura adottate per gli assi orizzontali sono diverse; in tutti i casi l'intervallo unitario è proporzionale a n). Il segmento verticale in ogni curva rappresenta l'ampiezza del

movimento (puramente radiale) corrispondente ($k=0$), dedotta dalla teoria dinamica. Sebbene la funzione D si estenda teoricamente all'infinito, si vede che *il suo valore è virtualmente nullo, eccetto entro un*

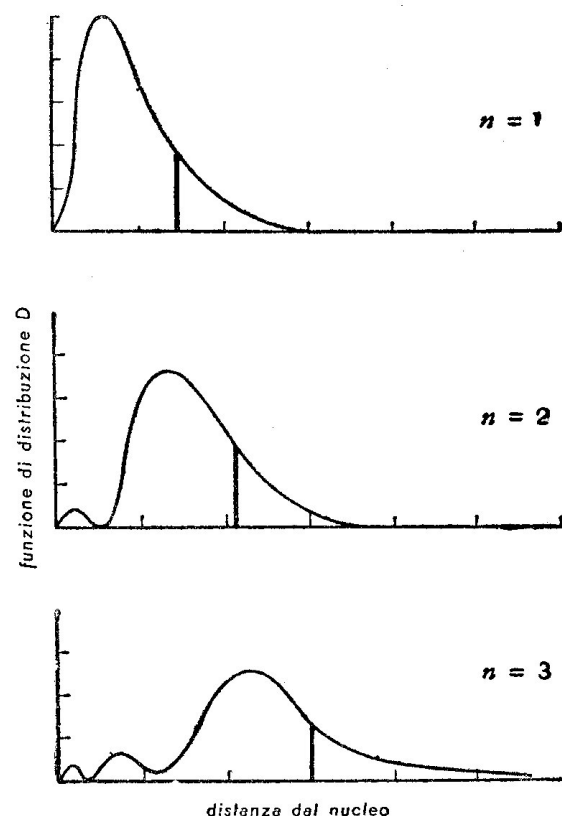



Figura 7

raggio dell'ordine di grandezza del semiasse maggiore dell'ellisse della vecchia teoria delle orbite.

La vecchia teoria può dare soltanto valori *approssimativamente* corretti dei campi integrati o medi, ecc., e si trova che i valori derivati da essa sono in piú stretto accordo con quelli dati dai metodi della meccanica ondulatoria se k si sostituisce con $\sqrt{l(l+1)}$ invece che con $(l+1)$. Anche allora, certe equazioni richiedono modifiche. Per esempio, le formule dell'orbita implicanti k^3, se vengono dedotte in modo

piú esatto coi metodi della meccanica ondulatoria, richiedono invece la quantità $l(l+\frac{1}{2})(l+1)$. Queste modifiche furono in realtà suggerite empiricamente prima di essere ricavate teoricamente. La teoria ha giustificato l'applicazione di questi cambiamenti empirici originariamente adottati per spiegare le osservazioni. Per necessità descrittive e anche per le applicazioni pratiche nel lavoro sperimentale il vecchio modello è ancora di immenso valore, ma per l'interpretazione di osservazioni molto raffinate e per la deduzione di formule complesse, come quelle dei momenti magnetici, atomici e nucleari, è necessario introdurre i progressi della meccanica ondulatoria.

LE DISTRIBUZIONI DEGLI ELETTRONI PER GLI ATOMI A PIÚ ELETTRONI I metodi applicati in un primo tempo con successo allo spettro dell'idrogeno sono stati ora estesi agli atomi di numero atomico piú elevato. Hartree ha sviluppato un metodo col quale può essere dedotta la distribuzione in un atomo con diversi strati completi e con elettroni di valenza esterni. Gli atomi dei metalli alcalini, per esempio, hanno un elettrone di valenza esterno, e la rimozione di questo produce uno ione del metallo alcalino che ha la stessa struttura a strati completi di un atomo di gas raro. La funzione di probabilità di un elettrone per un gruppo completo dipende

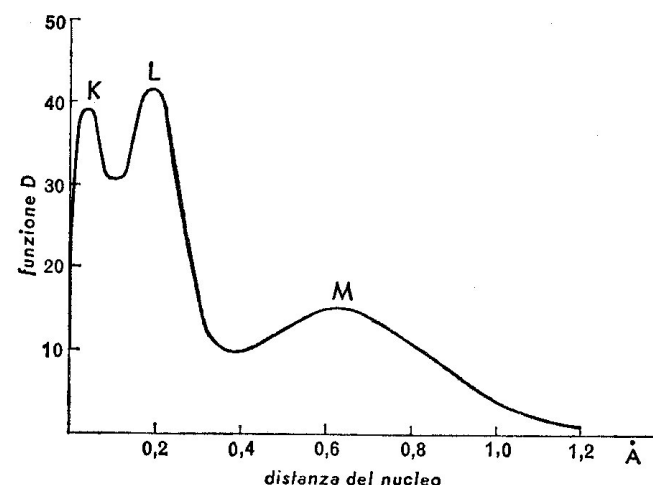



Figura 8

solamente da r, quindi gli ioni dei metalli alcalini hanno una distribuzione a simmetria sferica. Un risultato tipico è quello mostrato per K^+ nella figura 8. Nella distribuzione vi sono tre massimi e questi si possono identificare rispettivamente cogli strati K, L, M del modello orbitale. L'analisi della meccanica ondulatoria conduce dunque cosí ad una struttura effettivamente equivalente all'esistenza degli strati completi.

12.
Gli urti degli elettroni nei gas

L'EFFETTO RAMSAUER Inviando un fascio di elettroni attraverso un gas, avvengono degli urti con gli atomi del gas. Questi urti si possono suddividere in due specie: *a*) urti elastici, in cui gli elettroni sono unicamente deviati dalle loro traiettorie senza perdita di energia, e *b*) urti anelastici, in cui ha luogo uno scambio di energia fra l'elettrone e l'atomo. Nel primo caso, l'energia cinetica totale si conserva, mentre negli urti della seconda specie, l'energia cinetica può essere, e di solito è, convertita in radiazione. Alcuni degli elettroni costituenti il fascio incidente sono effettivamente assorbiti nell'urto con gli atomi del gas; il numero degli elettroni cosí rimossi dal fascio definisce la sezione d'urto degli atomi nel processo in questione.

Consideriamo un fascio di elettroni, con una sezione di 1 cm^2, che entra in un gas. Sia A l'effettiva sezione di ogni atomo del gas. Se vi sono n atomi per centimetro cubo, la sezione assorbente effettiva totale per un tratto di dx cm è $nAdx$. Se la sezione del fascio elettronico contiene N elettroni nel punto x della sua traiettoria, il numero assorbito, $-dN$, è eguale a $-(nAdx)N$. Questa espressione integrata dà $N=N_0 \exp[-nAx]$, dove N_0 è il numero degli elettroni nel fascio per $x=0$. Questa è l'espressione ordinaria dell'assorbimento logaritmico; perciò, misurando la diminuzione del numero di elettroni appartenenti a un fascio causata dal passaggio attraverso uno spessore di gas di x cm, si può determinare il coefficiente di assorbimento nA. Il numero di atomi per centimetro cubo, n, è noto dalla pressione del gas, e cosí si può ricavare la sezione effettiva A dell'atomo. È evidente che nA è inversamente proporzionale al cammino libero medio degli elettroni. La teoria cinetica

mostra che $nA = 1/\lambda$, dove λ è il cammino libero medio. Nell'ipotesi che gli atomi e gli elettroni siano delle sfere rigide, A dovrebbe essere indipendente dalla velocità degli elettroni incidenti ed eguale al valore dedotto dalle misure sulla viscosità, ecc., negli urti fra molecole dello stesso gas.

L'assorbimento degli elettroni è stato studiato da Ramsauer con l'apparecchio disegnato nella figura 1. Un fascio di luce ultravioletta L

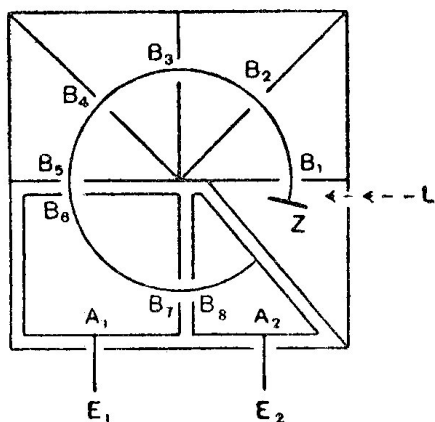



Figura 1

libera dei fotoelettroni dalla lastra Z. Questi vengono accelerati da un campo elettrico verso la fenditura B_1. Inoltre un campo magnetico viene applicato perpendicolarmente al piano del foglio e questo produce una deviazione delle traiettorie elettroniche in un senso circolare. Il sistema delle fenditure, $B_1, ..., B_8$, permette di scegliere un fascio di elettroni aventi tutti la stessa velocità, poiché le fenditure sono disposte in modo da formare un circolo. A_1 e A_2 sono gabbie di Faraday collegate con degli elettrometri E_1 ed E_2. L'apparecchio è riempito di gas, la cui pressione si può variare. Gli elettroni diffusi durante il cammino fra B_6 e B_7 sono misurati da E_1, e quelli che vanno oltre da E_2. N_0 è la somma delle correnti in E_1 ed E_2, e quindi ci dà l'intensità di tutto il fascio; la corrente che si misura con E_2 corrisponde a N, intensità del fascio dopo avere attraversato la distanza $B_6 - B_7$. Il sistema della fenditura elimina, mediante le gabbie di Faraday, quegli elettroni le cui velocità sono state modificate dagli urti.

Ramsauer trovò che A non era costante, in particolare quando erano

impiegati i gas rari come atomi assorbenti. Si trovò che la sezione d'urto effettiva degli atomi dipendeva dalla *velocità* degli elettroni. Quando le velocità degli elettroni sono elevate, i valori osservati si approssimano a quelli calcolati mediante la teoria cinetica dei gas, ma se le velocità diminuiscono, A aumenta fino a un valore massimo e poi discende bruscamente ad un valore piú basso di quello dato dalla teoria. L'esistenza di queste sezioni irregolarmente piccole dimostra che gli atomi non sono sfere solide ma hanno una struttura aperta.

DIFFUSIONE ELASTICA DEGLI ELETTRONI Gli esperimenti sull'assorbimento di Ramsauer spiegano la natura degli atomi del gas che produce l'assorbimento. Tuttavia, quando si studiano elettroni diffusi *elasticamente*, viene anche meglio chiarita la natura dell'elettrone. Un fascio di elettroni viene inviato in un gas rarefatto (per esempio vapore di mercurio) e vengono selezionati e studiati solo quegli elettroni che non

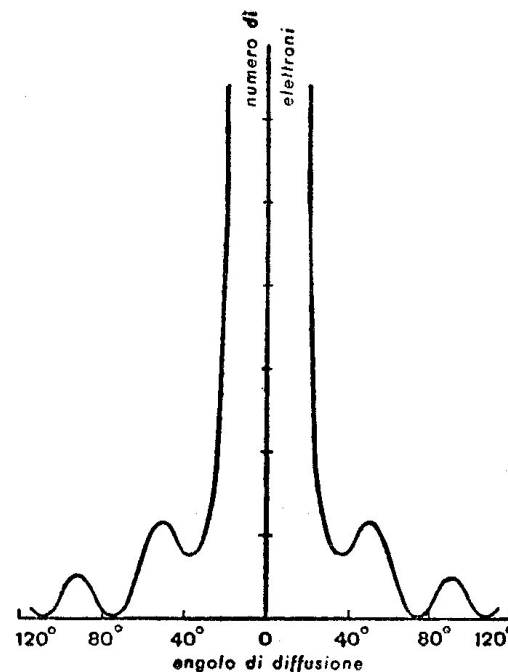



Figura 2

hanno subíto affatto perdite di energia. La distribuzione angolare degli elettroni diffusi è d'importanza particolare: la maggior parte di essi viene diffusa secondo angoli piccoli, ma quando l'angolo di diffusione aumenta, il numero degli elettroni diffusi presenta dei massimi e dei minimi. Tale comportamento è illustrato nella figura 2.

La forma della curva di diffusione è strettamente analoga agli aloni di diffrazione che si ottengono inviando un fascio di luce attraverso una sospensione di piccole particelle o attraverso una fine polvere sparsa su di un sostegno di vetro. Queste osservazioni confermano che l'elettrone ha associate proprietà ondulatorie, poiché i massimi e i minimi sono dovuti alla diffrazione.

POTENZIALI CRITICI Eccoci ora ad esaminare ciò che accade quando si verificano urti *anelastici* fra gli elettroni e gli atomi del gas. In tali urti gli elettroni cedono parte della loro energia e questa non ricompare sotto forma di energia cinetica degli atomi urtati, ma viene emessa sotto forma di radiazione. Tali processi anelastici hanno luogo solamente quando l'energia dell'elettrone supera un certo valore critico, il quale dipende dal gas che gli elettroni stanno attraversando. Gli esperimenti di Franck e Hertz nel 1914 dimostrarono per la prima volta l'esistenza degli urti anelastici. Nella figura 3 è illustrato il metodo di

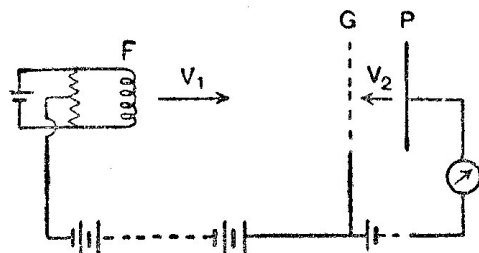



Figura 3

ricerca impiegato da questi autori. L'apparecchio contiene, allo stato di gas rarefatto, il gas in istudio. Gli elettroni, generati da un filamento incandescente *F*, sono accelerati verso una griglia *G* da un potenziale V_1. Un potenziale molto piú piccolo di segno contrario V_2 è applicato fra

la griglia *G* e una placca *P*. La pressione del gas e le dimensioni sono tali che la distanza *GP* è molto minore del cammino libero medio degli elettroni, mentre la distanza *FG* è lievemente piú grande del cammino libero medio.

Aumentando ora, partendo da zero, il potenziale V_1 la corrente che perviene in *P* aumenta, seguendo la curva illustrata nella figura 4. Il

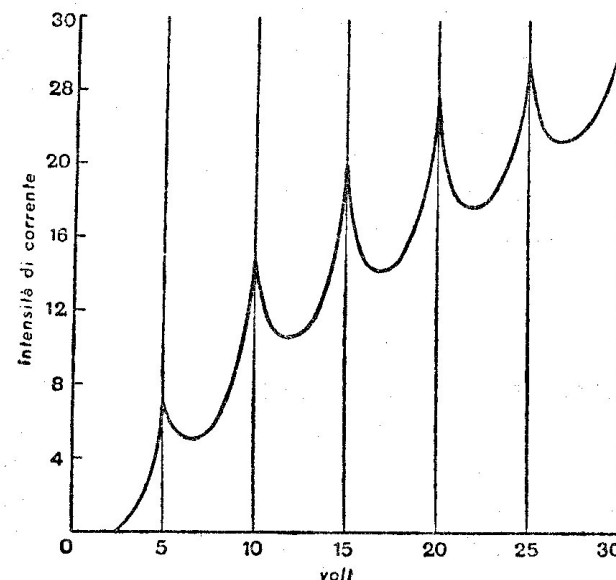



Figura 4

primo massimo, al potenziale *V*, significa che un certo numero di elettroni, che possiede un'energia critica $mv^2/2 = Ve$, comincia a perdere quasi tutta l'energia negli urti anelastici prima di raggiungere *G*. Perciò essi vengono respinti da *P* per effetto del piccolo potenziale ritardante V_2; di conseguenza, ne risulta che il numero registrato di tali elettroni diminuisce oltre il potenziale *V*, invece di aumentare con continuità. Dapprima gli elettroni acquistano una velocità sufficiente solo quando sono già vicini a *G*, ma, quando si aumenta V_1, il punto nel quale si raggiunge la velocità critica si sposta verso *F*, in modo che un sempre maggior numero di elettroni subisce urti anelastici e la corrente diminuisce finché V_1 diventa uguale a $V+V_2$. Oltre, si verifica un nuovo aumento.

Un altro massimo compare al doppio del potenziale critico; ora gli elettroni subiscono 2 urti anelastici prima di raggiungere *G*. Questo effetto si ripete se il potenziale V_1 aumenta ancora, e infatti si è trovato che i massimi sono tutti situati alla medesima distanza, data dal potenziale *V*. Questo è denominato potenziale d'eccitazione. Osservazioni piú accurate mostrano che ogni tipo di atomo ha associato con sé un certo numero di potenziali d'eccitazione caratteristici.

Le osservazioni dimostrano che l'energia può essere assorbita solo in quanti discreti. La quantità di energia assorbita è quella richiesta per sollevare un elettrone dallo stato normale o fondamentale ad un'orbita piú elevata. Questo fatto è perciò una prova diretta dell'esistenza di livelli di energia distinti dentro l'atomo. Quando gli elettroni incidenti possiedono una velocità sufficientemente alta, inizia la ionizzazione per urto, sicché con questa esperienza si possono misurare i potenziali di ionizzazione.

ECCITAZIONE CONTROLLATA DEGLI SPETTRI Se la teoria quantistica degli spettri è vera, è chiaro che nessuna radiazione può essere emessa da un atomo finché esso non riceve energia almeno eguale a quella necessaria a sollevare l'elettrone dall'orbita piú bassa a quella immediatamente superiore. A questa energia corrisponde il primo potenziale critico, o potenziale di risonanza dell'atomo, *V*. Ne segue che se v è la velocità dell'elettrone richiesta a questo scopo, abbiamo $mv^2/2 = Ve = h\nu$, dove ν è la frequenza della riga di risonanza. Se un gas viene bombardato con elettroni aventi proprio tale energia, l'elettrone ottico degli atomi può essere sollevato al primo livello di eccitazione e, dopo un breve tempo (dell'ordine di 10^{-8} s), ricade nello stato normale provocando l'emissione di una riga spettrale. Solamente un'unica riga sarà emessa. Quando le velocità degli elettroni incidenti sono aumentate, può essere emessa una seconda riga. Con velocità ancora piú elevate saranno emesse un terza riga, poi una quarta, ecc.; quando infine verrà raggiunto il potenziale di ionizzazione, sarà prodotto l'intero spettro.

Questa previsione della teoria dei quanti fu verificata per la prima volta da Franck e Hertz, i quali mostrarono che, con i vapori di mercurio, un

potenziale di 4,9 volt dava luogo all'emissione della riga 2537 Å, la riga di risonanza del mercurio. Ricavando *V* dall'espressione $Ve = h\nu$, dopo aver sostituito il valore della lunghezza d'onda trovata sperimentalmente, risultò $V = 4{,}87$ volt, valore in eccellente accordo con quello osservato.

Il fenomeno della eccitazione di un'unica riga è illustrato dalle fotografie della tavola 2*c* ottenuta con il vapore di magnesio. Alla velocità d'urto di 3,2 volt viene emessa la sola riga di risonanza principale. A 6,5 volt viene emessa una seconda riga e, aumentando il potenziale, le righe dello spettro appaiono una dopo l'altra.

La conoscenza dei potenziali di ionizzazione è di particolare importanza sia per la spettroscopia che per la chimica. Essi si possono ottenere o dalle osservazioni dei limiti delle serie spettrali, nello studio degli spettri delle molecole dissociate, o dagli esperimenti sull'urto degli elettroni. Fra i valori ricavati con diversi metodi vi è un eccellente accordo. Si trova che i potenziali di ionizzazione variano da circa 4 a 24 volt per gli spettri normali, ma per gli atomi ionizzati piú volte possono essere necessarie parecchie centinaia di volt.

ENERGIA CINETICA DI ELETTRONI E ATOMI Vi è l'abitudine di definire l'energia di un elettrone in multipli dell'elettronvolt (eV), che è l'energia acquistata da un elettrone quando esso viene accelerato da una differenza di potenziale di un volt. Il valore dell'elettronvolt si ricava nel seguente modo: l'energia cinetica acquistata per una caduta di potenziale *V* è $Ve = \frac{1}{2}mv^2$. Poiché la carica elettronica *e* vale $1{,}6 \times 10^{-19}$ coulomb (cioè $4{,}8 \times 10^{-10}$ u.e.s.), quando la caduta di potenziale è unitaria l'energia elettronica sarà di $1{,}6 \times 10^{-19}$ joule, che è l'elettronvolt.

Questa quantità può essere paragonata con l'energia cinetica media di un singolo atomo in un gas monoatomico. La teoria cinetica elementare insegna che l'energia media alla temperatura ambiente è di $5{,}6 \times 10^{-21}$ joule, cioè solo 0,035 eV. Poiché l'energia è proporzionale alla temperatura, gli atomi in un *arco voltaico* (cioè alla temperatura di 3000 °C) hanno un'energia di soli 0,4 eV, e in realtà ad una temperatura di un milione di gradi centigradi l'energia cinetica atomica media non è superiore a 130 eV. È chiaro perciò che elettroni e ioni, che siano

stati accelerati attraverso una caduta di potenziale relativamente piccola, hanno un'energia molto maggiore delle energie termiche atomiche che si presentano comunemente. Inversamente si può considerare che tali particelle accelerate abbiano temperature estremamente alte.

13.

La radioattività e le trasformazioni radioattive

PREMESSA STORICA La scoperta della radioattività nel 1896 da parte di Becquerel fu l'inizio di uno degli sviluppi piú fertili e piú importanti della fisica moderna. Dapprima Becquerel osservò che un sale d'uranio, avvolto entro una carta e conservato cosí per un tempo abbastanza lungo, emetteva radiazioni penetranti che impressionavano una lastra fotografica. Queste radiazioni venivano emesse in modo del tutto spontaneo poiché non era necessaria nessuna eccitazione preventiva del sale d'uranio per provocarne l'emissione. L'effetto fotografico era estremamente debole, ma la ricerca dimostrò che oltre ad avere questo potere, le radiazioni potevano anche, come i raggi X, produrre la ionizzazione nei gas attraverso i quali esse passavano. Allora Rutherford iniziò una serie di ricerche su questo fenomeno e per primo dimostrò che le radiazioni emesse dal sale d'uranio erano di due specie distinte. La prima, la radiazione α, era facilmente assorbita da sottili strati di materia e poteva produrre una ionizzazione intensa. L'altra, la radiazione β, era molto piú penetrante della prima e di conseguenza molto meno efficace come agente ionizzante. Villard scoprí piú tardi l'emissione di una terza radiazione ancor piú penetrante, i raggi γ. Questa proprietà di emettere radiazioni è una proprietà che risiede nell'atomo, del tutto indipendente dallo stato di combinazione chimica dell'uranio: è chiamata radioattività.

Dopo la scoperta di questo fenomeno, sorse immediatamente la questione se la radioattività fosse una proprietà caratteristica solamente dell'uranio e, per provare questo fatto, fu intrapresa una vasta ricerca. Ne risultò dapprima che il torio possedeva una radioattività parago-

nabile in intensità a quella dell'uranio e della stessa natura, mentre il potassio e il rubidio manifestavano una attività relativamente debole di raggi β, con una intensità di circa un millesimo di quella dell'uranio. Un passo molto importante fu compiuto nel 1898 da Mme Curie, la quale osservò che la pecblenda, un minerale dell'uranio, era quattro volte piú attiva, a parità di peso, persino di un sale puro d'uranio. Mediante la cristallizzazione frazionata e l'uso di un elettroscopio per indicare le concentrazioni di materiale, Mme Curie riuscí a separare dal minerale due nuove sostanze di elevato peso atomico, molto attive, le quali furono chiamate polonio (Po) e radio (Ra). L'attività di questa sostanza soprattutto è grandissima, essendo sette milioni di volte quella dell'uranio, a parità di peso.

LA PRODUZIONE NATURALE DI SOSTANZE RADIOATTIVE Nel 1900 Crookes mostrò che se un sale d'uranio viene fatto precipitare da una soluzione di carbonato di ammonio e poi viene disciolto di nuovo in un eccesso di reagente, rimane un residuo che possiede l'intera radioattività e l'uranio originale risulta manifestamente privato di tutto il potere radioattivo. Questo residuo attivo è chiamato l'uranio X (UX); la sua esistenza sembra dapprima contraddire l'idea che la radioattività sia una proprietà dell'atomo dell'uranio. Tuttavia, Becquerel trovò che se l'uranio e l'uranio X erano messi da parte separatamente per un anno, avveniva un fatto notevole: l'uranio recuperava completamente il suo primitivo potere radioattivo, mentre l'uranio X era, per ciò che poteva essere osservato, inattivo. Accurate ricerche mostrarono che l'attività dell'uranio X decresceva esponenzialmente, mentre le radiazioni prodotte dall'uranio aumentavano in modo complementare. Le curve di decadimento e di formazione sono illustrate nella figura 1.

La figura mostra che dopo ventiquattro giorni l'attività dell'uranio X si è ridotta a metà del valore iniziale. La somma delle attività dell'uranio e dell'uranio X rimane costante. Questo spiega perché l'attività del miscuglio non separato è costante. La curva di decadimento sperimentale per l'uranio X obbedisce alla legge $I_t = I_0 \exp[-\lambda t]$, dove I_t è l'intensità dell'attività dopo il tempo t, I_0 l'intensità iniziale e λ una costante, chiamata costante di trasformazione poiché essa dà la misura

della velocità di trasformazione della sostanza attiva. In modo analogo si è trovato che la curva di recupero dell'uranio ubbidisce alla legge $I_t = I_0 - I_0 \exp[-\lambda t]$ e la simmetria delle due curve mostra che la stessa costante λ è coinvolta sia nel decadimento che nel recupero.

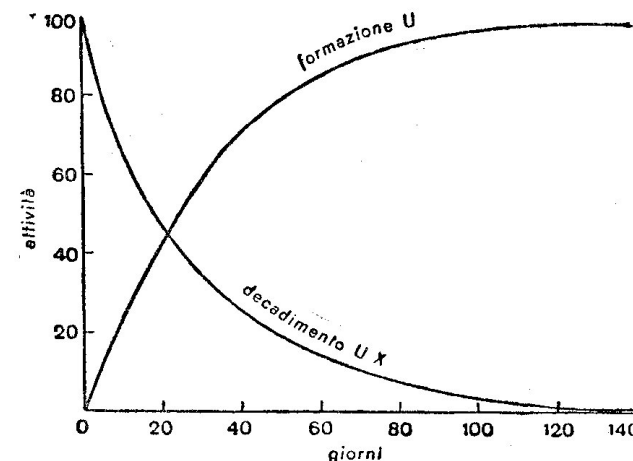



Figura 1

Il tempo richiesto perché l'intensità del decadimento raggiunga la metà del valore iniziale è chiamato il *periodo*. Tutti i corpi radioattivi manifestano il decadimento, ma in taluni casi i periodi sono cosí lunghi (arrivano fino a $4{,}5 \cdot 10^{10}$ anni) che questi corpi possono essere considerati di attività costante. D'altra parte, sono stati ricavati anche periodi dell'ordine di $3 \cdot 10^{-7}$ secondi. Periodi di decadimento, situati entro questi limiti, sono stati trovati nei diversi corpi radioattivi, un gran numero dei quali è ora conosciuto. Si è trovato che è assolutamente impossibile produrre *qualsiasi* variazione nella velocità di decadimento o di recupero dei corpi radioattivi con metodi chimici. La velocità di formazione di sostanze attive come l'uranio X è un fenomeno naturale, una proprietà dell'uranio che non può essere modificata da semplici influenze fisiche come il calore, o il magnetismo, ecc.

DECADIMENTO RADIOATTIVO Il decadimento e il recupero, sebbene siano fenomeni completamente indipendenti, hanno luogo esattamente

alla stessa velocità. Questo si può spiegare soltanto se si suppone che vi sia una velocità di formazione costante, per esempio, dell'uranio X dal corpo radioattivo che lo genera. L'attività della sostanza appena formata deve diminuire esponenzialmente immediatamente dall'istante in cui essa si è formata. La nuova sostanza è, in tal caso, chimicamente diversa da quella che l'ha generata. Abbiamo visto che l'espressione matematica della legge di decadimento è della forma $I_t = I_0 \exp[-\lambda t]$; essa si può scrivere anche $N_t = N_0 \exp[-\lambda t]$, dove N_t è il numero degli atomi non ancora trasformati dopo il tempo t ed N_0 è il numero iniziale. Differenziando questa espressione, si ha $dN_t/dt = -\lambda N_t$, cioè la velocità di trasformazione è proporzionale a N_t, numero degli atomi non ancora trasformati. Consideriamo la formazione dell'uranio X dall'uranio. Se vengono prodotte q_0 particelle di uranio X al secondo da una data massa di uranio, e N è il numero delle particelle di uranio X presenti al tempo t dopo aver tolto completamente la quantità iniziale di uranio X, si trova N nel modo seguente. Siccome la velocità di trasformazione degli atomi dell'uranio X dovuta al decadimento è $-\lambda N$, la velocità di disintegrazione netta risulta

$$dN/dt = q_0 - \lambda N$$

la quale integrata dà $N = A \exp[-\lambda t] + B$. Siccome $N = 0$ quando $t = 0$, e poiché N assume il valore costante N_0 quando t è infinito,

$$N = N_0 - N_0 \exp[-\lambda t] .$$

Questo valore di N è il numero delle particelle di uranio X presenti al tempo t, dopo la rimozione di tutto l'uranio X presente inizialmente. Perciò l'espressione di N dà la legge di recupero. Questa è in accordo con i valori sperimentali illustrati nella figura 1.

LA TEORIA DELLA DISINTEGRAZIONE Il fenomeno della produzione spontanea di sostanze radioattive fu spiegato per la prima volta da Rutherford e Soddy i quali mostrarono che gli *atomi* degli elementi radioattivi devono *subire una disintegrazione*. Nel disintegrarsi, un atomo radioattivo emette radiazioni α o β che sono di natura materiale, cioè costituite di *particelle*. In base alle attuali conoscenze, dovremmo dire che in tale processo viene emessa ad altissima velocità una piccola parte definita del nucleo dell'atomo radioattivo e rimane un atomo diverso da quello originario. L'atomo rimasto è pure radioattivo e perciò si forma una lunga catena di atomi radioattivi che costituisce una famiglia. Questo processo prosegue finché si è raggiunta una sostanza stabile. Nelle famiglie sia dell'uranio che del torio il prodotto stabile finale è un isotopo del piombo. Come costante di trasformazione di una sostanza particolare è considerata la probabilità che, per unità di tempo, ha ogni atomo di quella sostanza di disintegrarsi; questa probabilità, naturalmente, è la stessa per tutti gli atomi della sostanza che si considera.

La probabilità di disintegrazione degli atomi, ricavata in tal modo, non è elevata. Per esempio, nel torio un atomo su 10^{18} si spezza ogni secondo. La disintegrazione iniziale del torio o dell'uranio avviene con l'emissione di una particella α; infatti solamente una di tali particelle viene emessa da ogni atomo che si disintegra. Piú avanti si vedrà che la particella α ha massa eguale a quattro volte quella dell'atomo d'idrogeno, poiché il peso atomico dell'atomo rimasto dopo l'emissione della particella α è minore di quattro unità di quello dell'atomo da cui ha avuto origine. In talune disintegrazioni viene emessa solo una particella β e, siccome una particella β possiede una carica, ma ha una piccolissima massa, in tale disintegrazione si modifica effettivamente solo la carica e non la massa nucleare.

EQUILIBRIO RADIOATTIVO Se si inizia con un campione puro di sostanza radioattiva, dopo un certo intervallo di tempo esso si troverà associato con vari prodotti radioattivi. Dopo qualche tempo, si stabilirà una posizione di equilibrio, quando la velocità di formazione della nuova sostanza verrà controbilanciata dalla velocità di decadimento. Gli equilibri che ne possono risultare nei vari casi particolari possono essere studiati con un metodo dovuto a Rutherford. Quando possono generarsi molti prodotti, il calcolo diviene complesso. Come esempio, considereremo l'equilibrio che si stabilisce quando un corpo radioattivo A può disintegrarsi in un corpo radioattivo B, che a sua volta può disintegrarsi in un corpo radioattivo C. Le costanti di trasformazione di questi tre corpi non sono necessariamente le stesse; siano esse rispetti-

vamente λ_1, λ_2, λ_3. Siano P, Q, R il numero degli atomi di A, B, C presenti nel miscuglio dopo il tempo t. L'aumento degli atomi B è dato dalla differenza fra il numero di quelli formati da A e di quelli di B che si disintegrano naturalmente. Perciò

$$dQ/dt = \lambda_1 P - \lambda_2 Q\,.$$

In modo simile la velocità di produzione degli atomi C è data da

$$dR/dt = \lambda_2 Q - \lambda_3 R\,.$$

Se n è il numero degli atomi A presenti all'inizio, cioè all'epoca in cui B e C non esistono, sappiamo che $P = n \exp[-\lambda_1 t]$ dalla legge della curva di disintegrazione elementare. Sostituendo, si ha

$$dQ/dt = \lambda_1 n \exp[-\lambda_1 t] - \lambda_2 Q$$

che integrata dà luogo a

$$Q = n\,(a \exp[-\lambda_1 t] + b \exp[-\lambda_2 t])\,.$$

Sostituendo

$$a = +\lambda_1/(\lambda_2 - \lambda_1)\,,$$

e siccome $Q=0$ quando $t=0$, allora

$$b = -\lambda_1/(\lambda_2 - \lambda_1)\,;$$

perciò
$$Q = \frac{n\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1}\,(\exp[-\lambda_1 t] - \exp[-\lambda_2 t])\,.$$

In modo analogo utilizzando l'espressione Q trovata otteniamo per R

$$R = n(p \exp[-\lambda_1 t] + q \exp[-\lambda_2 t] + r \exp[-\lambda_3 t])\,,$$

dove

$$p = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_1 - \lambda_3)}\,, \qquad q = \frac{-\lambda_1 \lambda_2}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_2 - \lambda_3)}\,,$$

$$r = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{(\lambda_1 - \lambda_3)(\lambda_2 - \lambda_3)}\,.$$

Se le costanti λ_1, λ_2, λ_3 sono note, le espressioni di P, Q, R dànno le quantità A, B, C presenti ad ogni istante t.

Queste formule rappresentano un caso particolare, in cui si considerano solo tre prodotti. L'espressione generale di n prodotti è molto piú complessa. Le formule si possono ricavare meglio per via grafica. La figura 2 ne dà un esempio. Se si pone una lastra per *breve* tempo

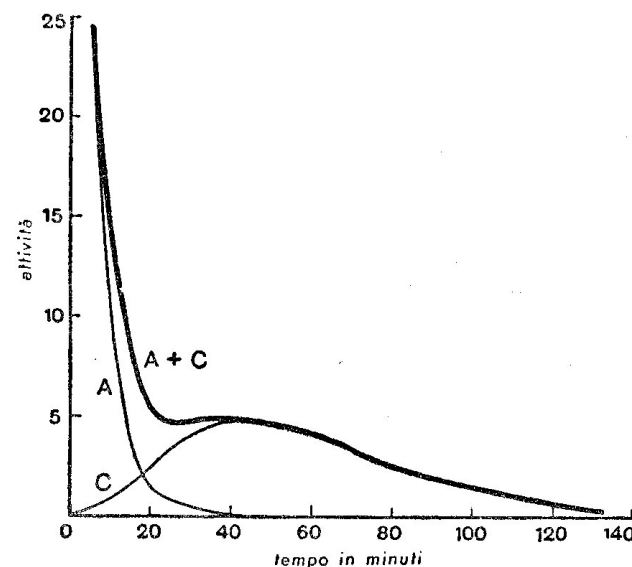



Figura 2

nelle vicinanze di radio, essa si ricopre di un deposito di radio A. Se si prende la lastra e si misura la sua attività α per un periodo di due ore e mezzo, si trova che l'intensità della radiazione diminuisce con l'andamento illustrato dalla curva contrassegnata $A+C$. Il radio A si disintegra con un periodo di 3,05 minuti (con disintegrazione α) in radio B, che ha attività β e decade in radio C, il quale emette raggi α con periodo di 19,7 minuti. La diminuzione della radiazione proveniente da A è illustrata dalla curva decrescente A e l'accrescimento della radiazione emessa da C dalla curva C. La curva disegnata in modo piú marcato è la *risultante* di queste due. In pratica le curve A e C sono dedotte dalla curva combinata e da questa si calcolano i valori separati dai periodi di disintegrazione. È necessaria una considerevole abilità nell'interpretare le curve formate da molti componenti. In un gran numero di casi, le curve dei componenti separati sono state verificate separando

i componenti individuali e facendo separatamente le determinazione della disintegrazione di ciascuno.

Il decadimento radioattivo è spesso definito dalla vita media, T, che è il tempo impiegato dal materiale radioattivo per decadere a metà della sua intensità iniziale di attività. Abbiamo $\ln N_t/N_0 = -\lambda t$, o passando ai logaritmi in base 10, $\log N_t/N_0 = 0{,}43\lambda t$, da cui $T = 0{,}69\lambda$.

In condizioni di equilibrio la velocità di formazione è uguale a quella di decadimento, cosicché in una famiglia abbiamo $\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2 = \lambda_3 N_3$ ecc. Allora avremo anche $N_1/N_2 = T_1/T_2$ ecc.

Per materiali radioattivi che decadono con una velocità ragionevolmente grande, la vita media può essere determinata da una misura diretta delle intensità in istanti differenti. Quando invece si ha a che fare con una velocità di decadimento molto piccola, si usa il metodo seguente. Si mostrerà, ad esempio, che il radio è un prodotto del decadimento dell'uranio. Si è trovato che nello stato di equilibrio che si incontra nei minerali d'uranio, il radio è presente solo nella proporzione di 1 parte su $2{,}8 \times 10^6$ parti di uranio. La vita media del radio è stata determinata con un metodo sperimentale diretto: essa è di 1620 anni. Da ciò si ricava che la vita media dell'uranio (dalla relazione $N_1/N_2 = T_1/T_2$) dev'essere $2{,}8 \times 10^6 \times 1620$ anni $= 4{,}5 \times 10^9$ anni.

Inversamente la determinazione delle vite medie permette il calcolo della quantità di materiale che ci si deve aspettare in un dato minerale, tenuto il debito conto dei pesi atomici. Quanto piú piccola è la vita media, tanto minore è la quantità presente.

LE EMANAZIONI RADIOATTIVE Una importante caratteristica di tre dei corpi radioattivi naturali è che essi emettono continuamente una emanazione che si comporta come un gas radioattivo di elevato peso atomico. Oltre 40 sostanze radioattive si trovano nelle famiglie radioattive, ma di queste solo il radio, il torio X e l'attinio X sviluppano emanazioni. Siccome l'emanazione del radio è molto piú reperibile di quella prodotta dagli altri due, saranno esaminate solamente le sue proprietà. Le proprietà delle altre sono molto simili.

Rutherford per primo dimostrò, con pochi e semplici esperimenti, che l'emanazione del radio era un vero e proprio gas che poteva essere

rimosso e isolato dalla sostanza madre con una corrente d'aria. Essa passa attraverso il cotone e gorgoglia nell'acqua senza perdere per nulla la sua attività e cosí si comporta in modo diverso dagli ioni gassosi prodotti in qualche modo nei gas. Le emanazioni perdono rapidamente la loro attività e decadono esponenzialmente come qualsiasi altro corpo radioattivo; i periodi delle emanazioni del radio, del torio X e dell'attinio X sono rispettivamente di 3,8 giorni, 54 secondi e 3,9 secondi. Il decadimento della emanazione del radio è stato misurato direttamente isolandola dalla sostanza generatrice, il radio. Per ragioni che saranno spiegate piú avanti, le emanazioni provenienti dal radio, dal torio X e dall'attinio X sono state chiamate radon, toron e attinon.

ALCUNE PROPRIETÀ DEL RADON La velocità di produzione del radon dal radio è costante e non è influenzata da agenti fisici e chimici. La stessa cosa vale per la velocità di decadimento del radon stesso. Sebbene il radon sia generato dal radio con una velocità fissa, esso può essere trattenuto nel composto che lo genera (bromuro di radio) ed è perciò liberato quando quest'ultima sostanza si dissolve o si fonde. La radiazione emessa dal radon consiste *solamente* di particelle α, ma dopo un tempo abbastanza lungoappa iono anche particelle β e raggi γ. Tuttavia, questi non provengono dal radon stesso ma dai depositi attivi che si formano quando il radon si disintegra.

Una determinazione chimica diretta del peso atomico è difficile poiché le quantità di radon disponibili sono molto piccole. Una valutazione approssimativa è stata fatta confrontando la velocità di diffusione con quella del vapore di mercurio. Per le sue proprietà il radon può essere classificato come un gas chimicamente inerte della stessa famiglia dell'elio, neon, argon, cripton, xenon, e lo stesso vale per il toron e l'attinon. È per questa ragione che le emanazioni radioattive sono state denominate con le desinenze "on". Una prova decisiva del fatto che il radon è un vero gas e non un aggregato di particelle fu fornita da Rutherford e Soddy, i quali poterono condensarlo a temperature al di sotto di -150 °C. Come molti altri gas il radon può essere assorbito dall'acqua e dalle sostanze porose.

Quando il radon si disintegra, esso perde la sua natura gassosa e gli

atomi trasformati si depositano sotto forma di depositi solidi attivi sulla superficie del recipiente. La quantità di deposito attivo formato è proporzionale alla quantità del radon presente. Poiché tale deposito è anch'esso attivo, si disintegra originando una lunga catena di prodotti. Il volume del radon che è in equilibrio con una data quantità di radio è costante e questo fatto è utilizzato per definire l'unità di intensità radioattiva. La *quantità di radon in equilibrio con un grammo di radio* è chiamata il "curie", tutte le intensità radioattive sono riferite a questa o al suo sottomultiplo, il "millicurie". Il volume del curie si può calcolare misurando il numero di particelle α emesse al secondo da un grammo di radio e determinando la costante di trasformazione del radon (si suppone noto il numero di Avogadro); in tal modo si è trovato che tale volume era 0,59 mm^3. Questo risultato è in eccellente accordo con il volume misurato direttamente 0,60 mm^3, dato che la piccolezza della quantità rende una determinazione diretta suscettibile di errore. Siccome il peso atomico del radio è 226, quello del radon dovrebbe essere 222, se viene emessa, durante la trasformazione dell'uno nell'altro, solo una particella α. Questo è il valore trovato con una determinazione diretta della densità e così viene decisivamente dimostrato il meccanismo, che si era supposto, dell'emissione delle particelle α.

L'ANALISI DEI DEPOSITI ATTIVI Un corpo esposto per *breve* tempo al radon si ricopre con un deposito attivo che emette radiazioni α, β e γ e presenta un decadimento regolare. Se il corpo è esposto all'azione del radon per parecchi giorni, ne risulta un residuo avente attività α, che aumenta lentamente il primo anno e poi decade con un periodo di circa 20 anni. Molte ricerche sperimentali sono state rivolte al problema dell'analisi dei cambiamenti molto complessi che hanno luogo. L'analisi delle curve di decadimento, ottenute con esposizioni brevi e lunghe al radon, aiutano a spiegare la natura delle trasformazioni che hanno luogo. Le conclusioni raggiunte sono state confermate facendo uso di un ingegnoso metodo di *separazione per rinculo*. Quando un atomo di radon si disintegra, una particella α viene emessa e l'atomo che è rimasto, chiamato radio A (RaA), rincula. Quando il radio A stesso si disintegra un altro atomo, il radio B, rincula e così via per l'intera

famiglia. Consideriamo il rinculo dell'atomo di radio B, che ha luogo quando il radio A emette la sua particella α. La disintegrazione del radio A avviene con l'emissione di una particella α di massa 4 e velocità $1{,}82 \times 10^9$ cm/s. Siccome la massa di radio B residuo è 214, la velocità di rinculo, per il principio di conservazione della quantità di moto, è $3{,}4 \times 10^7$ cm/s. Quando il radio B si disintegra nel radio C, viene emessa solo una particella β e, a causa della quantità di moto relativamente piccola della particella β, la velocità di rinculo del radio C risultante è solamente 5×10^4 cm/s, cioè un settecentesimo di quella del radio B.

Il rinculo dell'atomo residuo si può impiegare come un metodo diretto per la separazione dei prodotti di disintegrazione. Questi sono sempre carichi positivamente e se una placca caricata negativamente è posta accanto alla sostanza attiva, gli atomi di rinculo possono essere catturati e raccolti. Allora essi possono essere rimossi e si determinano i loro periodi di disintegrazione individuale, e i valori così trovati sono in accordo con quelli dedotti dalle curve di disintegrazione complesse. Eseguendo le osservazioni sulle deviazioni degli atomi di rinculo in campi magnetici ed elettrici, si possono trovare i valori delle velocità e di E/M. Questi risultati sono in accordo con le previsioni teoriche. Il metodo del rinculo e l'analisi delle curve di decadimento impiegati separatamente per le attività α, β e γ dei depositi attivi, hanno permesso ai ricercatori di seguire l'intera famiglia delle trasformazioni complesse che hanno luogo.

LE FAMIGLIE RADIOATTIVE Sebbene il radio non sia il generatore di una famiglia, le successive trasformazioni che lo seguono serviranno come una indicazione del procedimento che ha luogo in ogni caso. L'inizio della serie delle trasformazioni che subisce il radio è illustrato sotto; le frecce rivolte verso l'alto indicano la radiazione che viene emessa nella trasformazione di un atomo a quello successivo della famiglia; sotto ogni atomo vi è il relativo periodo.

$$\begin{array}{ccccc} \alpha & \alpha & \alpha & \beta,\gamma & \alpha,\beta,\gamma \\ \nearrow & \nearrow & \nearrow & \nearrow & \nearrow \\ \text{radio} \rightarrow & \text{radon} \rightarrow & \text{radio A} \rightarrow & \text{radio B} \rightarrow & \text{radio C} \rightarrow \end{array}$$

Periodo 1620 anni — 3,8 giorni — 3 minuti — 26,8 minuti — 19,7 minuti

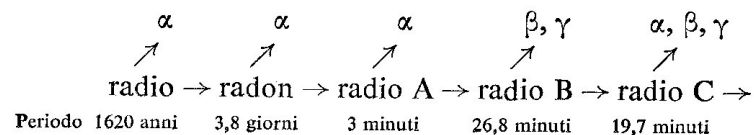



TABELLA 1. *Famiglia dell'uranio*

Elemento	Simbolo	Radiazione	Vita media
Uranio I ↓	^{238}U	α	$4,5 \times 10^{10}$ anni
Uranio X_1 ↓	^{234}Th	β	24 giorni
Uranio X_2 ↓	^{234}Pa	β	1,1 minuti
Uranio II ↓	^{234}U	α	$2,3 \times 10^5$ anni
Ionio ↓	^{230}Th	α	8×10^4 anni
Radio ↓	^{226}Ra	α	$1,6 \times 10^3$ anni
Radon ↓	^{222}Rn	α	3,8 giorni
Radio A ↓ →	^{218}Po	α, β	3,0 minuti
Radio B ↓	^{214}Pb	β	27 minuti
← Astato	^{218}At	α	2 secondi
Radio C ↓ →	^{214}Bi	β, α	20 minuti
Radio C′ ↓	^{214}Po	α	$1,5 \times 10^{-4}$ secondi
← Radio C″	^{210}Tl	β	1,3 minuti
Radio D ↓	^{210}Pb	β	22 anni
Radio E ↓ →	^{210}Bi	β, α	5,0 giorni
Radio F ↓	^{210}Po	α	140 giorni
← Tallio	^{206}Tl	β	4,2 minuti
Radio G (prodotto finale)	^{206}Pb	—	stabile

La curva di equilibrio del decadimento della figura 2 è basata sui periodi sopra segnati del radio A, radio B e radio C.

Quando tutte le trasformazioni radioattive sono collegate nelle loro rispettive famiglie, si manifestano tre linee principali, che hanno inizio rispettivamente con l'uranio, il torio e il protoattinio (che è il genitore

TABELLA 2. *Famiglia del torio*

Elemento	Simbolo	Radiazione	Vita media
Torio ↓	^{232}Th	α	$1,4 \times 10^{10}$ anni
Mesotorio I ↓	^{228}Ra	β	6,7 anni
Mesotorio II ↓	^{228}Ac	β	6,1 ore
Radiotorio ↓	^{228}Th	α	1,9 anni
Torio X ↓	^{224}Ra	α	3,6 giorni
Toron ↓	^{220}Tn	α	54 secondi
Torio A ↓ →	^{216}Po	α	0,16 secondi
Torio B ↓	^{212}Pb	β, α	10 ore
← Astato	^{216}At	α	3×10^{-4} secondi
Torio C ↓ →	^{212}Bi	β, α	60 minuti
Torio C′ ↓	^{212}Po	α	3×10^{-7} secondi
← Torio C″	^{208}Th	β	3,1 minuti
Torio D (prodotto finale)	^{208}Pb	—	stabile

dell'attinio). Queste tre famiglie sono indipendenti e vi è qualche indizio che la famiglia dell'attinio abbia un isotopo dell'uranio di massa 235 come suo primo genitore. L'isotopo è presente nell'uranio naturale fino allo 0,7 per cento. Ogni famiglia continua finché non si raggiunge un prodotto stabile, ma ognuna presenta particolari diramazioni. L'emissione di una particella α porta ad una riduzione di 4 nel peso atomico e di 2 nella carica nucleare dell'atomo che rimane. Quando viene emessa una particella β, il peso atomico rimane invariato, mentre la carica nucleare e il numero atomico aumentano di 1. Le tre famiglie sono illustrate nelle tabelle 1, 2, 3. I nomi di alcuni atomi, come il RaC′ e RaC″, richiedono degli indici, poiché essi furono scoperti solamente dopo

TABELLA 3. *Famiglia dell'attinio*

Elemento	Simbolo	Radiazione	Vita media
Attiniouranio ↓	^{235}U	α	$7{,}1\times10^{8}$ anni
Uranio Y ↓	^{231}Th	β	24 ore
Protoattinio ↓	^{231}Pa	α	$3{,}2\times10^{4}$ anni
Attinio → (ramo: Attinio K) ↓	^{227}Ac	β, α	22 anni
Radioattinio ↓	^{227}Th	α	19 giorni
← Attinio K	^{223}Fr	β	21 minuti
Attinio X ↓	^{223}Ra	α	11 giorni
Attinon ↓	^{219}An	α	3,9 secondi
Attinio A → (ramo: Astato) ↓	^{215}Po	α, β	$1{,}8\times10^{-3}$ secondi
Attinio B ↓	^{211}Pb	β	3,6 minuti
← Astato	^{215}At	α	$\sim10^{-4}$ secondi
Attinio C → (ramo: Attinio C″) ↓	^{211}Bi	β, α	2,2 minuti
Attinio C′ ↓	^{211}Po	α	5×10^{-3} secondi
← Attinio C″	^{207}Tl	β	4,8 minuti
Attinio D (prodotto finale)	^{207}Pb	—	stabile

che il RaD, il RaE, ecc. erano stati da lungo tempo scoperti e denominati. In ogni famiglia il capostipite ha una vita media lunga.

I pesi atomici sono stati ricavati in certi casi solamente dalle trasformazioni. Quelli dell'UI, Ra, RaG, Th, ThD e AcD sono stati determinati chimicamente, ma qui sono dati soltanto come numeri interi approssimati. Le transizioni che hanno luogo con emissione di raggi β sono, di solito, accompagnate da radiazione γ; questo fatto verrà discusso piú avanti. Dalla tabella 1 è chiaro che il radio è un membro della famiglia dell'uranio.

Nella maggior parte dei casi, un atomo si disintegra in *un solo modo.*

TABELLA 4. *Famiglia del nettunio*

Elemento	Simbolo	Radiazione	Vita media
Plutonio ↓	^{241}Pu	β	~10 anni
Americio ↓	^{241}Am	α	780 anni
Nettunio ↓	^{237}Np	α	$2{,}1\times10^{6}$ anni
Protoattinio ↓	^{233}Pa	β	27 giorni
Uranio ↓	^{233}U	α	$1{,}6\times10^{5}$ anni
Torio ↓	^{229}Th	α	$7{,}0\times10^{3}$ anni
Radio ↓	^{225}Ra	β	15 giorni
Attinio ↓	^{225}Ac	α	10 giorni
Francio ↓	^{221}Fr	α	22 minuti
Astato ↓	^{217}At	α	8,3 ore
Bismuto → (ramo: Tallio) ↓	^{213}Bi	β, α	47 minuti
Polonio ↓	^{213}Po	α	$4{,}2\times10^{-6}$ secondi
← Tallio	^{209}Tl	β	2,2 minuti
Piombo ↓	^{209}Pb	β	3,3 ore
Bismuto (prodotto finale)	^{209}Bi	—	stabile

Vi sono però eccezioni in cui hanno luogo delle biforcazioni e gli atomi di ogni ramo originano loro proprie serie. Queste ramificazioni si possono vedere nelle tabelle delle famiglie. La disintegrazione del RaC è tipica e la biforcazione della catena è la seguente. Si vedrà che il ramo relativo al RaC″ costituisce solo lo 0,04 per cento della disintegrazione totale del RaC, cosicché tale diramazione non ha quasi nessuna influenza sulla catena principale. Nella maggior parte dei casi di ramificazione l'atomo derivato da un ramo viene prodotto solo in piccola quatità rispetto alla disintegrazione principale.

Diramazione del RaC

$$\mathrm{RaC}\ (83) \xrightarrow[\text{0,04 per cento}]{\alpha} \mathrm{RaC''}\ (81) \xrightarrow{\beta} \mathrm{RaD}\ (82)$$

$$\mathrm{RaC}\ (83) \xrightarrow[\text{99,96 per cento}]{\beta} \mathrm{RaC'}\ (84) \xrightarrow{\alpha} \mathrm{RaD}\ (82) \longrightarrow \text{ecc.}$$

Nella diramazione del ThC, l'atomo derivato da un ramo costituisce il 35 per cento della disintegrazione totale. Due rami portano a nuovi elementi, astato e francio (attinio K).

ISOTOPI RADIOATTIVI Le proprietà chimiche di un atomo sono determinate dal suo numero atomico che definisce il suo posto nel sistema periodico degli elementi. Osservando le tabelle delle famiglie radioattive, si vede che si verificano di frequente casi in cui degli atomi di pesi atomici diversi hanno lo stesso numero atomico e cosí occupano lo stesso posto nel sistema degli elementi. Per esempio, $\mathrm{UX_1}$, UY, Io, RdAc, Th, RdTh hanno tutti pesi atomici diversi e la stessa carica nucleare 90. Essi costituiscono degli isotopi radioattivi, e di fatto gli isotopi furono dapprima scoperti in questo modo. Nella tabella 5 gli atomi radioattivi sono disposti secondo il numero atomico e da questa si vede che gli isotopi sono molto frequenti e anche molto numerosi in alcuni casi. Tutti gli atomi isotopici sono collegati da una linea punteggiata. Un'attenzione particolare dev'essere rivolta agli elementi aventi i numeri atomici 83, 82 e 81, poiché nel sistema periodico gli atomi non radioattivi del bismuto, del piombo e del tallio hanno questi numeri atomici e sono perciò isotopi di quegli elementi radioattivi di carica nucleare corrispondente. Questo fatto è di grande importanza per la chimica, poiché se, per esempio, uno degli isotopi radioattivi del bismuto è mescolato con questo, esso si comporta come un indicatore e il bismuto può essere rintracciato mediante l'isotopo radioattivo ad esso associato, dato che entrambi si comportano in modo identico riguardo alle reazioni chimiche e fisiche. Con questo metodo si può studiare l'assorbimento di minime quantità di metallo da parte di sostanze o del

TABELLA 5. *Isotopi radioattivi*

corpo umano, ecc., e con l'uso degli "indicatori radioattivi" è stato aperto un campo di studio del tutto nuovo. Esso è stato oggi enormemente ampliato poiché si può produrre sinteticamente una ricca serie di isotopi radioattivi artificiali.

Lo studio delle proprietà chimiche degli elementi radioattivi ha condotto alla "*legge dello spostamento*", la quale stabilisce che quando viene emessa una particella α, l'elemento retrocede di due posti nel sistema periodico, mentre quando viene emessa una particella β avanza di un posto. Da questa regola è evidente che debbano originarsi degli isotopi, poiché piú di un tipo di atomo può occupare un dato posto. Il prodotto finale di ognuna delle tre famiglie ha numero atomico 82, *che è quello del piombo.* Sono creati cosí *tre isotopi stabili del piombo* di pesi atomici 206, 207 e 208 rispettivamente dall'uranio, dal torio e dall'attinio; essi si chiamano piombo d'uranio, piombo d'attinio e piombo di torio, e si trovano separatamente nei minerali che contengono gli atomi che li generano. Questo fatto è stato dimostrato in diversi modi. L'analisi chimica diretta dei minerali del torio e dell'uranio mostrò che i due tipi di piombo associati a questi avevano i pesi atomici rispettivamente 208 e 206. Il piombo ordinario è un miscuglio che contiene i tre isotopi di piombo sopra descritti e ciò è stato confermato mediante osservazioni con lo spettrografo di massa e della struttura iperfine. Una bella conferma dell'esattezza della teoria delle famiglie radioattive è stata ottenuta esaminando con mezzi di alto potere risolutivo gli spettri dei tre tipi di piombo ottenuti da capostipiti diversi. Sebbene identici chimicamente (eccetto il peso atomico), i diversi isotopi del piombo presentano un lieve spostamento isotopico nelle loro righe spettrali e possono essere identificati singolarmente. La determinazione chimica dei pesi atomici dei rispettivi isotopi del piombo ha completamente confermato la teoria delle famiglie radioattive, poiché i pesi atomici degli isotopi del piombo si possono ricavare solo dopo che sia stata portata a termine per ciascuno di questi l'analisi dell'intera famiglia.

LA FAMIGLIA DEL NETTUNIO Tutti i pesi atomici (in numeri interi) nella famiglia del torio valgono $4n$, a partire da 4×58 (il genitore) fino a 4×52 (prodotto finale). Nella famiglia dell'uranio i pesi ato-

valgono $4n+2$, dove n varia da 59 a 51, e nella famiglia dell'at- valgono $4n+3$, dove n varia da 58 a 51. *Non esiste una fami- radioattiva naturale i cui membri abbiano numero di massa che* $4n+1$. La famiglia mancante è stata tuttavia prodotta artificial- come risultato dei piú recenti esperimenti atomici. Essi con- alcuni elementi *transuranici,* cioè elementi con numeri ato- superiori a quello dell'uranio (92), che è il massimo del sistema periodico. I particolari della produzione di questi elementi transuranici considerati piú tardi. La famiglia (tab. 4) prende il suo nome membro di vita media piú lunga, il nettunio, cosí come avviene le tre famiglie naturali.

Tre sono gli aspetti caratteristici d'interesse particolare per questa artificiale, i cui membri hanno masse che valgono $4n+1$, n varia da 60 a 52. Il primo è che il membro di piú lunga vita media periodo di circa $2{,}2\times10^6$ anni. L'età della Terra si considera di 2500×10^6 anni. Supponendo che il nettunio esistesse alla della Terra, allora il periodo di decadimento è tale che la quantità odierna sulla Terra è troppo piccola per essere rivelata. Il secondo aspetto interessante è che il prodotto finale non è il *piombo,* nelle tre famiglie naturali, ma il *bismuto.*

Il terzo aspetto caratteristico è che questa famiglia non ha emanazioni corrispondenti al toron, radon e attinon.

PROPRIETÀ DEL RADIO Siccome il radio si è dimostrato di grande importanza pratica a causa della elevata intensità delle radiazioni emesse, saranno studiate alcune delle sue proprietà. Il radio si trova nella proporzione di $3{,}4\times10^{-7}$ g in ogni grammo di minerale di uranio. la sua estrazione presenta grandi difficoltà. Esso si trova *inva- riabilmente* nelle miniere d'uranio, essendo un membro della famiglia dell'uranio e viene separato mediante cristallizzazioni successive del [illegible]. Come ogni altro atomo, esso ha uno spettro a righe carat- teristico. Il radio allo stato metallico puro fonde a circa 700 °C ed è chimicamente analogo al bario. Una massa di radio emette radon in forma gassosa perché la prima disintegrazione produce radon, di solito normalmente assorbito nel composto di radio. Il radio rimane costante-

mente ad una temperatura di alcuni gradi piú elevata dell'aria circostante; questo effetto termico rimane inalterato a bassissime temperature.

La prima determinazione dell'emissione del calore fu fatta da Curie e Dewar con un apparecchio illustrato nella figura 3. Il vaso Dewar *B*

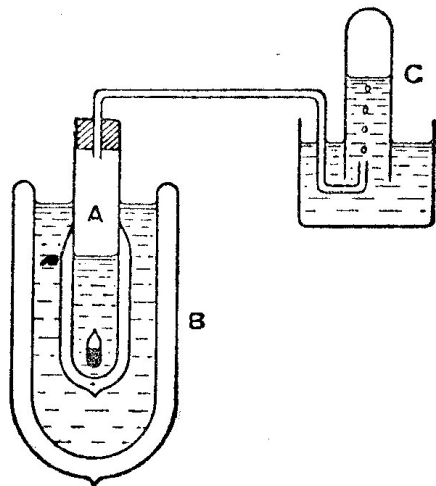



Figura 3

contiene aria liquida e in esso si introduce un secondo vaso Dewar piú piccolo *A* che contiene pure aria liquida. Il radio è rinchiuso in un piccolo tubo, che si riscalda e comunica il suo calore all'aria liquida termicamente isolata che si trova nel vaso *A* piú interno. Il calore non può trasmettersi al vaso dall'esterno, in modo che tutta l'evaporazione dell'aria liquida situata in *A* è completamente dovuta al calore emesso dal radio. L'aria viene raccolta e misurata, e dal calore latente di evaporazione si può calcolare la quantità di calore generato. Si è cosí trovato che 1 g di radio, in equilibrio con i suoi prodotti, emette 140 calorie-grammo per ora. Si è anche dimostrato che ogni atomo di uranio nella sua trasformazione completa in piombo emette $7{,}1 \times 10^5$ erg, che corrisponde all'energia acquistata da un elettrone nel passare attraverso una differenza di potenziale di 45 000 000 di volt. Il calore prodotto dal radio (e da ogni altro corpo radioattivo) è dovuto sia all'as-

sorbimento delle radiazioni che all'energia degli atomi che rinculano. La maggior parte dell'energia nasce dall'assorbimento della radiazione α. La enorme quantità di energia irradiata nelle trasformazioni radioattive può avere la sua origine solamente nelle sorgenti nucleari. Invero le elevate energie associate ai processi di disintegrazione indicarono subito il nucleo come responsabile di tale effetto.

14.
Le particelle alfa

INTRODUZIONE Le radiazioni radioattive si possono distinguere per i loro diversi poteri di penetrazione e per i loro diversi comportamenti se sottoposte a intensi campi magnetici ed elettrici. Le radiazioni α sono completamente assorbite da foglie metalliche relativamente sottili. Esse possono venire deviate da intensi campi magnetici ed elettrici, il che dimostra che debbono essere costituite da particelle cariche dotate di una elevata velocità. Si vedrà piú avanti che esse consistono in un flusso di atomi di elio veloci, i quali hanno perduto due elettroni. Le radiazioni β sono relativamente molto piú penetranti delle radiazioni α e si possono anche deviare molto piú facilmente con campi magnetici ed elettrici. Daremo piú avanti le prove da cui risulterà che esse sono equivalenti ad elettroni di raggi catodici dotati di alta velocità. Le radiazioni γ sono estremamente penetranti e non possono venire deviate da campi magnetici o elettrici. Esse sono onde elettromagnetiche di lunghezza d'onda estremamente piccola, simili ai raggi X ma di lunghezza d'onda molto piú piccola e di conseguenza piú penetranti.

Il potere ionizzante delle radiazioni rispettive è associato al grado di penetrazione possibile; piú penetranti sono le radiazioni, meno possono produrre ionizzazione. È possibile separare fino a un certo punto le tre specie di radiazioni con opportuni schermi assorbenti, ma con questo metodo si possono ottenere completamente liberi dalla mescolanza con gli altri solamente i raggi γ. Si ottiene una separazione completa mediante l'applicazione di un intenso campo magnetico, che produce la deviazione delle particelle α, cariche positivamente, da un lato, e delle particelle β, cariche negativamente, dal lato opposto, mentre

i raggi γ attraversano il campo senza subire alcuna deviazione. Le particelle α costituiscono la parte piú energetica delle radiazioni radioattive. Questo capitolo sarà dedicato allo studio delle loro proprietà.

DETERMINAZIONE DI E/M PER LA PARTICELLA α La determinazione del rapporto della carica E con la massa M costituí un passo importante nella spiegazione della natura della particella α. Il principio di questo metodo per la prima volta usato da Rutherford e Robinson è identico a quello impiegato per la determinazione di e/m nei raggi catodici. Un fascio di particelle α viene deviato da campi magnetici ed elettrici e dagli spostamenti che si producono può essere calcolato E/M. Le esperienze sull'assorbimento mostrano che la radiazione α emessa da una massa di radio in equilibrio con i suoi prodotti è composita. Se, tuttavia, si espone un filo per alcune ore al radon, si ottiene un deposito attivo di RaA, RaB e RaC, i cui periodi di decadimento sono tali che dopo un breve intervallo di tempo vengono emesse particelle α dal filo solamente da parte del RaC. Perciò questo costituisce una sorgente omogenea di raggi α.

L'apparecchio impiegato per l'esperimento della deviazione magnetica è illustrato nella figura 1. La sorgente delle particelle α, A, è disposta parallelamente alla fenditura B che dista a cm da essa. Ad una distanza di b cm da B vi è una lastra fotografica. Nell'apparecchio viene fatto il vuoto ed esso viene posto in un campo magnetico intenso e uniforme con le linee di forza parallele alla fenditura, cioè perpendicolari al piano del foglio. Dopo un certo tempo il campo si può invertire. Le particelle α, aventi velocità v, sono deviate dal campo e cosí giungono nei punti P e P' rispettivamente prima e dopo l'inversione del campo. Il calcolo necessario a porre in relazione la deviazione e l'intensità del campo è identico a quello svolto per i raggi catodici e conduce a $1/r = HE/Mv$, dove H è l'intensità del campo e r il raggio della curva secondo la quale vengono deviate le particelle. Dalla geometria dell'apparecchio, si può mostrare che, per piccole deviazioni, $2rd = a(a+b)$ e la misura della deviazione magnetica dà il valore di E/Mv.

Per poter calcolare E/M occorre ora effettuare un esperimento di deviazione elettrica. Se le particelle α si fanno passare fra due placche

parallele mantenute a differente potenziale, la deviazione prodotta è piccola e difficile da misurare a meno che la traiettoria deviata non sia lunga. Per traiettorie lunghe la radiazione emessa da un filo rivestito

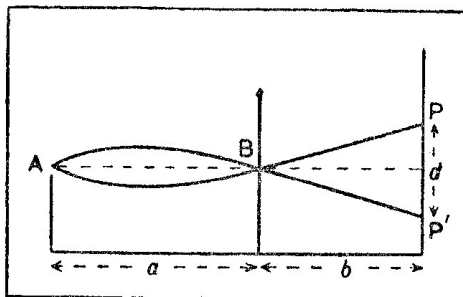



Figura 1

è insufficiente a produrre un effetto fotografico. Perciò il filo deve essere sostituito con un tubo contenente una grande quantità di radon; inoltre occorre che le pareti del tubo siano molto sottili per ridurre gli effetti di assorbimento. Il dispositivo sperimentale usato da Rutherford e Robinson è illustrato nella figura 2. I raggi α provenienti da una sor-

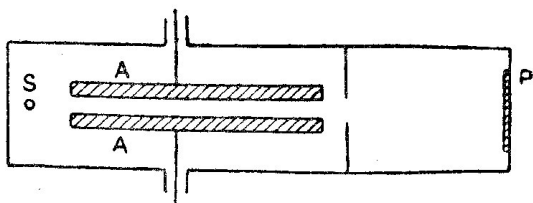



Figura 2

gente S passano attraverso le placche AA che producono la deviazione: queste sono lunghe 35 cm e poste alla distanza di 4 mm. Dopo essere passati attraverso una fenditura di mica della lunghezza di un sesto di millimetro, i raggi dopo un percorso di 50 cm giungono in P, dove si trova una lastra fotografica. Nell'intero apparecchio viene fatto il vuoto e viene applicata fra le placche AA una differenza di potenziale di 2000 volt. Il metodo è simile a quello impiegato per il calcolo della deviazione elettrostatica dei raggi catodici. I raggi descrivono una traiettoria parabolica fra le placche, e la deviazione è proporzionale a $1/v^2$.

Invertendo il campo fra AA, si ottengono deviazioni simmetriche che permettono misure molto esatte. Poiché il radon emette particelle α, sulla lastra fotografica appaiono *tre* bande provenienti dal radon, dal RaA e dal RaC. Queste particelle sono separate le une dalle altre, poiché hanno velocità diverse e cosí sono deviate in modo diverso. Questo non introduce alcuna complicazione nell'esperimento finché l'intensità del campo è sufficiente a separare le singole particelle. Si può usare una sorgente composta anche nell'esperimento della deviazione magnetica, purché la risoluzione sia sufficientemente grande.

L'esperimento della deviazione elettrostatica permette di calcolare il valore di E/Mv^2 e siccome l'esperimento col campo magnetico dà E/Mv, dalla combinazione di questi due si ottiene E/M e v. Il valore di E/M trovato per *tutte le particelle* α, indipendentemente dalla sorgente, è 4820 u.e.m. Questo risultato è molto prossimo al valore di E/M calcolato per l'elio ionizzato due volte, essendo quest'ultimo 4826 u.e.m. Si pensò quindi di identificare le particelle α con ioni di elio e questo fu dimostrato in modo decisivo da Rutherford e Royds, usando il metodo seguente. Le particelle α, emesse da una grande quantità di radon rinchiuso entro un tubo a pareti sottili, venivano raccolte in un tubo di scarica, a vuoto molto spinto. Dopo due giorni, un esame spettroscopico del tubo mostrava l'esistenza di elio. Le righe dell'elio divenivano gradualmente sempre piú intense col trascorrere del tempo. Tuttavia, era noto da lungo tempo che i minerali radioattivi e il radio stesso contenevano dell'elio assorbito. Perciò furono eseguiti esperimenti di controllo per dimostrare che l'elio assorbito non poteva attraversare le pareti del tubo contenente il radon. Risultò cosí del tutto evidente che le particelle α stesse, che *passano* attraverso le pareti del tubo, dànno luogo allo spettro dell'elio osservato. Nel processo di assorbimento da parte delle pareti del tubo di scarica, le particelle α catturano elettroni e divengono atomi di elio comune.

L'elio trovato occluso nei minerali radioattivi ha origine dalle particelle α assorbite. Una prova ulteriore che le particelle α sono atomi di elio ionizzati, si ottiene lanciando le particelle α contro una lastra di piombo che le assorba. Nel processo di assorbimento vengono catturati degli elettroni da parte delle particelle ed esse divengono atomi

di elio comune. Se poi il piombo viene fuso, si svolge dell'elio che può essere rivelato con lo spettroscopio.

Gli esperimenti basati sulle deviazioni magnetica ed elettrica dànno anche la velocità delle particelle. Queste velocità sono molto alte e differiscono a seconda della sorgente. Per esempio, la velocità delle particelle α prodotte dal RaC è $1{,}922 \times 10^9$ cm/s, un sedicesimo cioè della velocità della luce. Il potere di penetrazione è la conseguenza diretta dell'alta velocità, poiché la velocità elevata diminuisce la probabilità di una perdita di energia per urto con un atomo nel passaggio attraverso la materia.

LA RIVELAZIONE DI UNA SINGOLA PARTICELLA α Le particelle α possiedono una grande energia; per esempio, quelle prodotte dal RaC hanno un'energia cinetica di $1{,}2 \times 10^{-5}$ erg. Questa corrisponde all'energia acquistata da un elettrone, sotto l'azione di un potenziale acceleratore di 7,66 milioni di volt. L'energia associata a ogni particella α è relativamente tanto grande che, malgrado la loro natura atomica, possono essere rivelate le singole particelle. Sono stati impiegati quattro metodi per la rivelazione delle singole particelle, denominati metodo elettrico, metodo ottico, metodo fotografico e metodo della camera ad espansione. Il metodo elettrico è basato sul fatto che in media, come nell'emissione del RaC′, una singola particella α può produrre $2{,}2 \times 10^5$ coppie di ioni nel suo percorso attraverso l'aria. Siccome ciascuno degli ioni formati ha una carica di $4{,}8 \times 10^{-10}$ u.e.s., l'insieme dei suddetti ioni corrisponde a una quantità totale di circa 1×10^{-4} u.e.s. di elettricità. Sebbene questa quantità *possa* essere rivelata, essa è piccola, e allo scopo di amplificarla Rutherford e Geiger impiegarono la ionizzazione per urto in un modo molto ingegnoso. Il dispositivo impiegato per la rivelazione delle singole particelle è illustrato nella figura 3. Il

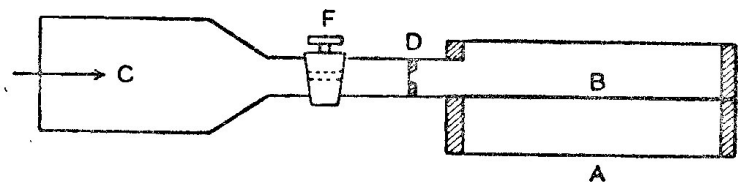



Figura 3

materiale attivo in *C* emette un fascio di particelle α e siccome nel recipiente è stato fatto il vuoto, le particelle giungono nel foro circolare *D*, che ha un diametro di 1,5 mm. Il numero di particelle α che raggiunge *D* si può regolare con il rubinetto *F* in modo che ne passino circa tre al minuto. *D* è coperto con un sottilissimo diaframma di mica, il quale, sebbene abbia solo un piccolo potere frenante, permette al recipiente *C* di rimanere vuoto, mentre la pressione nel cilindro *AB* (camera di rivelazione) è mantenuta a pochi centimetri di mercurio. La camera di rivelazione consiste in un cilindro metallico *A*, lungo l'asse del quale passa un filo isolato *B*. La pressione del gas è regolata in modo che se viene applicata una tensione fra il filo e il cilindro, gli ioni che si producono quando entra una particella α sono aumentati dal processo di ionizzazione per urto e la corrente istantanea che si produce può essere rivelata in modo facilissimo. Con questo apparecchio si può contare il numero totale delle particelle emesse da una quantità nota di radio in un secondo. Usando come rivelatore di corrente un galvanometro a filo e impiegando la registrazione fotografica, si possono contare 1000 particelle al minuto, se si usa un'opportuna dispersione per permettere al filo di ritornare rapidamente a zero.

Un contatore di Geiger modificato è illustrato nella figura 4. La bac-

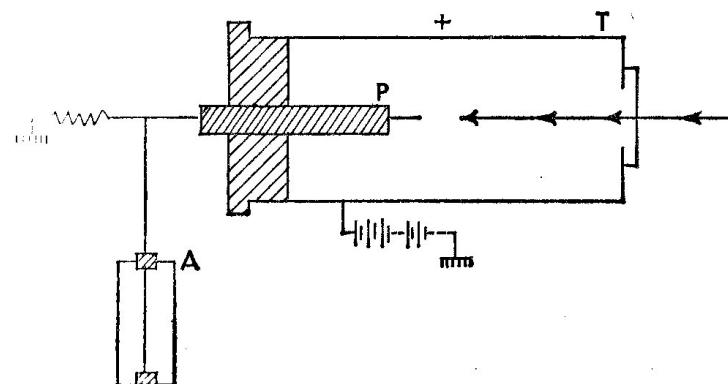



Figura 4

chetta *P*, con una estremità sottile e appuntita, penetra in un tubo di bronzo *T* ed è accuratamente isolata da questo. La particella entra attraverso una finestra coperta da un sottile diaframma di mica tale da

permettere di regolare la pressione entro il tubo. Si applica poi una tensione fra T e P che viene mantenuta molto vicina alle condizioni di scarica. L'entrata di una particella produce una ionizzazione accanto alla punta e ciò provoca una breve scarica, subito registrata dal galvanometro automatico a filo A. L'intensità effettiva della corrente di scarica sembra sia indipendente dalla ionizzazione iniziale e, a causa di ciò, lo strumento rivelerà tanto le particelle α come le particelle β.

Il metodo ottico o delle scintillazioni per l'osservazione delle particelle individuali, dovuto a Crookes, si è dimostrato un metodo sensibile e di grande importanza. Se si riveste uno schermo di cristalli fosforescenti di solfuro di zinco e lo si espone ad una sorgente di raggi α esso diviene luminoso, e se tale luminosità si osserva mediante un microscopio si vede che essa consiste di tanti punti scintillanti. Ogni scintillazione è dovuta all'urto di una singola particella α su di un cristallo. Si ha cosí a disposizione un metodo accurato per il conteggio delle singole particelle specialmente se ogni scintillazione è rivelata fotoelettricamente.

Il terzo metodo, quello fotografico, ha avuto un grande sviluppo recentemente. È possibile osservare le tracce fotografiche delle particelle α, se esse si fanno cadere in direzione tangenziale su di una lastra fotografica o ponendo in un punto della lastra stessa sostanze radioattive. In quest'ultimo caso le particelle attraversano la gelatina nella direzione parallela alla lastra e lasciano tracce rivelabili allo sviluppo.

Ma il metodo piú efficace per lo studio delle particelle individuali è quello della camera ad espansione di Wilson. Una fotografia eseguita con la camera di Wilson è illustrata nella tavola 4*b*; in essa si vede che le particelle α descrivono traiettorie rettilinee che si presentano in gruppi e in ogni gruppo il percorso ha un valore quasi costante. Le improvvise e accidentali deviazioni dalla traiettoria rettilinea osservabili alle estremità delle traiettorie, sono dovute in ogni caso all'urto di una particella α con il nucleo di un atomo del gas nel descrivere il suo cammino (tavola 4*c*). Talvolta, quando le condizioni sono opportunamente regolate, brevi tracce elettroniche si possono vedere spuntare dalla traccia principale di una particella α. Gli elettroni risponsabili di tali tracce, sono stati chiamati raggi δ.

LA CARICA DI UNA PARTICELLA α Il valore di E/M di una particella α indica che la particella si deve identificare con un atomo di elio ionizzato due volte. Si ottiene una prova definitiva di ciò, se si può determinare separatamente la carica effettiva E, poiché ciò permette di calcolare sia E che M e l'identità è completamente provata. E può essere misurata nel modo piú conveniente se si determina la carica trasportata da un certo numero conosciuto di particelle. Esistono diversi metodi per determinare il numero delle particelle emesse in un secondo da un grammo di radio. Tale numero può essere misurato mediante un contatore, con l'osservazione diretta delle scintillazioni, oppure mediante la misura della quantità di elio prodotta in un dato tempo (156 mm^3 sono prodotti in un anno). Dai risultati di questi metodi si è ottenuto in media che un grammo di radio emette $3{,}70 \times 10^{10}$ particelle α al secondo.

Poiché si conosce il numero delle particelle emesse al secondo, E può essere determinato con la misura della carica totale di un dato numero conosciuto di particelle. Il metodo per fare ciò è illustrato nella figura 5.

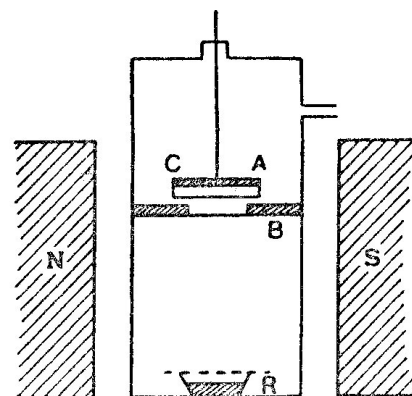



Figura 5

Una bacinella R, contenente una quantità nota di RaC, è ricoperta da una sottilissima foglia di alluminio per trattenere gli atomi che rinculano. Le particelle α cadono sulla placca collettrice CA collegata con un elettrometro. La placca collettrice è ricoperta da una sottile foglia

di alluminio e la sua superficie viene delimitata dal diaframma *B*. L'area del diaframma e l'emissione nota della sorgente permettono di dedurre il numero delle particelle α che cadono sul piatto e cosí di misurare la carica di una particella. L'intero apparecchio viene mantenuto in un intenso campo magnetico (*N* e *S* sono le estremità polari d'un potente magnete). La funzione di tale campo è duplice. In primo luogo, esso devia, allontanandoli, i raggi β emessi dalla sorgente, impedendo loro di raggiungere il collettore. Secondariamente, esso fa ritornare sul collettore gli elettroni secondari liberati dalla superficie del metallo dall'urto delle particelle α. In tal modo la carica registrata su *CA* è solo quella trasportata dalle particelle α. Nell'apparecchio è fatto il vuoto allo scopo di evitare le complicazioni che si produrrebbero con gli urti, ecc. Il valore di *E* trovato è $9{,}3 \times 10^{-10}$ u.e.s., cioè il doppio della carica elettronica. Cosí entro i limiti degli errori sperimentali, viene confermato che la particella α è un atomo di elio che ha perduto i suoi due elettroni periferici. Esso è un nucleo di elio animato da una elevata velocità, poiché l'atomo di elio in condizioni normali ha solamente due elettroni periferici: è chiamato qualche volta elione.

L'ASSORBIMENTO DELLE PARTICELLE α DA PARTE DEI GAS Un metodo per lo studio dell'assorbimento delle particelle α nei gas, è quello di misurare la lunghezza della traccia in una camera ad espansione riempita con diversi gas a diverse pressioni. Un metodo piú accurato è dovuto a W. H. Bragg; i particolari di questo sono illustrati nella figura 6. Si forma uno stretto pennello di particelle α, facendo uscire le radiazioni da una piccola apertura praticata in una scatola di piombo.

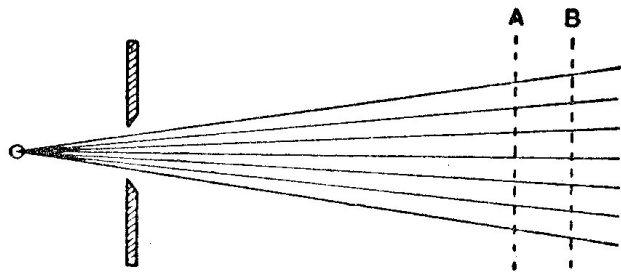



Figura 6

Due tele metalliche *A* e *B*, parallele e disposte l'una accanto all'altra, costituiscono una camera a ionizzazione. La corrente di saturazione fra queste tele è proporzionale all'intensità della ionizzazione prodotta fra di esse dalle particelle α. La sorgente si può avvicinare e allontanare dalle tele e in tal modo si può misurare la quantità di ionizzazione prodotta in ogni punto della traiettoria delle particelle α. Si possono anche mantenere fisse la sorgente e la camera mentre si fa variare la pressione del gas.

Con una sorgente omogenea di particelle α, come quella prodotta da RaC′, Bragg trovò che la curva che descrive la relazione fra la ionizzazione e la distanza della sorgente è analoga a quella illustrata nella figura 7. Questa curva mostra che la ionizzazione lungo il cam-

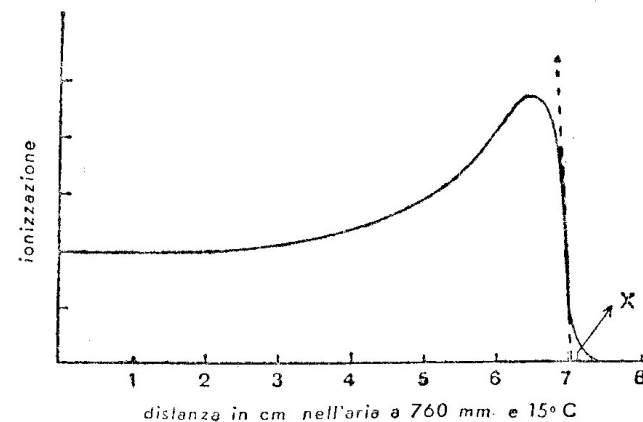



Figura 7

mino di una particella tende costantemente ad un massimo e poi cade con grande rapidità a zero, descrivendo un piccolo tratto curvilineo prima di annullarsi. Se si esamina il radio in equilibrio con i suoi prodotti, la radiazione α contiene particelle α emesse da Ra, RaA, radon e RaC, e poiché queste hanno percorsi diversi, la ionizzazione risultante è la somma dell'effetto ionizzante di ognuno dei differenti tipi di particelle. Ogni gruppo diverso dà luogo ad una curva di andamento simile a quella della figura 7, però ognuna con diversa scala, poiché lo zero (la fine del percorso) viene raggiunto in punti diversi. Perciò le curve di ionizzazione si sommano, dando luogo alla curva risultante segnata

in tratto continuo nella figura 8. Le linee tratteggiate mostrano come le curve di ionizzazione dei gruppi individuali si sommino per dare la curva risultante della radiazione complessa.

Le curve di ionizzazione si possono usare per determinare i percorsi delle particelle, poiché esse indicano i punti in cui le particelle perdono

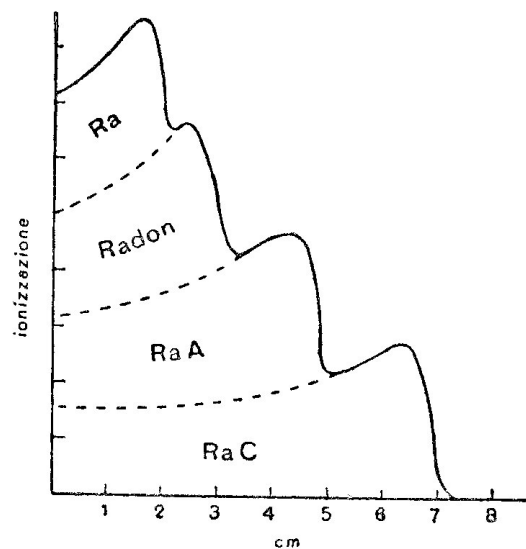



Figura 8

il loro potere ionizzante. La deviazione dell'estremità della curva nella figura 7 (l'effetto di dispersione) ha origine dal fatto che gli urti delle particelle α con gli atomi obbediscono alle leggi della probabilità: di conseguenza i percorsi individuali sono leggermente diversi dalla media. Come percorso si è assunto il valore estrapolato, trovato prolungando il tratto di curva che cade quasi perpendicolarmente sull'asse delle x. L'estensione dell'estremità della curva dovuta alla dispersione dipende dalla sensibilità dello strumento di misura impiegato: piú elevata è la sensibilità e tanto piú facilmente le poche particelle aventi un percorso maggiore possono essere rivelate. Misurando la quantità di ionizzazione nell'intero percorso, cioè integrando la curva di ionizzazione, si può vedere che il *numero totale di ioni, prodotti nell'aria* a 760 mm di pressione e 15 °C, per l'assorbimento di una singola particella α proveniente dal RaC′ (percorso 6,97 cm) è $2{,}2 \times 10^5$.

I PERCORSI DELLE PARTICELLE α I percorsi delle particelle si possono dedurre dalle curve di ionizzazione nel modo descritto, ma questo metodo non si adatta bene per sorgenti deboli; per queste è stato ideato da Geiger e Nuttall un metodo piú semplice, grazie al quale si sono potuti studiare in modo esauriente i percorsi delle particelle α. Il materiale attivo viene posto su di un'asta situata nel centro di un grande bulbo di vetro internamente argentato, e una tensione elevata viene applicato fra il bulbo e il sostegno metallico del materiale attivo. Viene misurata la corrente di saturazione a pressioni diverse del gas e si hanno curve di ionizzazione simili a quelle illustrate nella figura 9. Partendo

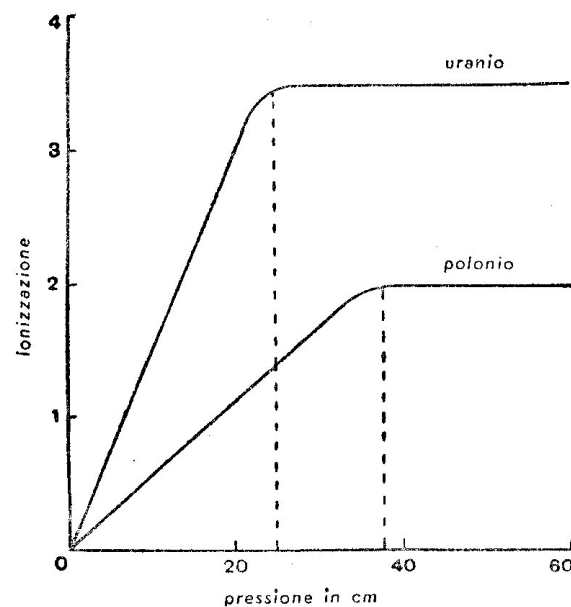



Figura 9

da basse pressioni, la corrente aumenta linearmente con l'aumentare della pressione del gas, finché si raggiunge un punto dove tutte le particelle α sono assorbite e cosí si giunge alla ionizzazione completa. Ora un ulteriore incremento della pressione non produce alcun effetto sulla corrente misurata. Al punto in cui la curva cambia bruscamente direzione, le particelle α raggiungono esattamente la parete argentata del

bulbo, in modo che il *raggio del bulbo è il percorso*. È stato cosí misurato il percorso per una data pressione, e siccome il percorso in un gas è inversamente proporzionale alla pressione, si può facilmente dedurre il percorso alla pressione atmosferica. Geiger ha perfezionato il metodo in modo da ottenere i percorsi con la precisione di un centesimo di millimetro.

I percorsi delle diverse particelle α nell'aria si possono pure studiare in relazione al potere frenante esercitato dall'aria stessa. Un dato percorso significa che è necessario un determinato numero di centimetri di aria per l'assorbimento delle particelle. Se si interpone lungo il cammino delle particelle uno strato costituito di qualche sostanza, esso produce l'effetto di freno e riduce il percorso. Il potere frenante dello strato viene definito come l'equivalente in centimetri del cammino in aria di cui risulta ridotto il percorso normale. Il potere frenante di uno strato dipende dal suo spessore, dal peso atomico e dalla densità della sostanza di cui è costituito, e in qualche misura dalla effettiva velocità iniziale delle particelle α che debbono essere assorbite. In prima approssimazione, esso è proporzionale alla radice quadrata del peso atomico (legge di Bragg e Kleeman).

Quando le particelle α attraversano la materia, la maggior parte di queste viaggiano descrivendo traiettorie rettilinee e perdendo energia nell'estrarre elettroni dagli atomi situati lungo tutto il cammino. In casi rari può aver luogo un urto con il *nucleo*, relativamente piccolo, di un atomo; in tal caso la particella α subisce una *grande deviazione angolare*, talvolta superiore ai 90°. Poiché viene perduta energia lungo l'intera traiettoria per produrre ionizzazione, è evidente che la velocità della particella deve continuamente diminuire dopo che essa ha abbandonato l'atomo che l'ha generata. (Questo fatto non è molto sensibile nel vuoto, dove vi sono relativamente pochi urti.) Esiste una relazione fra la velocità posseduta dopo il passaggio attraverso lo strato di sostanza assorbente e il percorso residuo. Questa relazione, conosciuta come legge di Geiger della diminuzione di velocità, si può esprimere come $V^3 = aR$, dove a è una costante, V è la velocità della particella dopo aver attraversato la sostanza assorbente e R il percorso in aria dopo il passaggio attraverso il mezzo assorbente. Geiger dedusse

questa legge, misurando le velocità delle particelle uscenti con il metodo della deviazione magnetica. Questo metodo non è del tutto esatto per particelle che possiedono un lungo percorso.

LA STRUTTURA FINE DEI PERCORSI DELLE PARTICELLE α E LE PARTICELLE α A LUNGO PERCORSO Per molto tempo si pensò che le particelle α emesse da una sostanza radioattiva avessero tutte lo stesso percorso, escludendo l'effetto di dispersione dovuto alle fluttuazioni statistiche degli urti nel mezzo assorbente. Tuttavia, un indizio che le cose erano un po' diverse fu trovato da Rutherford nel ThC'. Per ogni 10^9 particelle α emesse con il percorso normale di 8,6 cm, vi sono 35 particelle con un percorso di 9,7 cm e 180 con uno di 11,6 cm. Sebbene queste particelle a *lungo percorso* siano poche, esse provengono dallo stesso nucleo come le altre. Evidentemente possiedono una maggiore energia e si può mostrare che hanno origine da livelli eccitati all'interno del nucleo stesso.

Quando un gruppo principale di particelle α è esaminato piú da vicino, si trova che talvolta esso manifesta una *struttura fine*, vale a dire consiste di un certo numero di gruppi individuali discreti di particelle, i cui percorsi sono quasi esattamente uguali, ma che sono tuttavia chiaramente distinte. Per primo Rosenblum osservò questo effetto nella radiazione α emessa nella disintegrazione del ThC in ThC''. Il fascio di particelle α venne deviato mediante un grande magnete del peso di 120 tonnellate, che produceva un campo uniforme di 36000 gauss in un traferro cilindrico avente una base di 25 cm di diametro e una altezza di 3 cm. Venne impiegata la registrazione fotografica. Piú tardi Rutherford e i suoi collaboratori usarono un raggio di curvatura fisso e variarono il campo magnetico, portando le particelle aventi differenti velocità successivamente in una camera di ionizzazione. In tal modo si osservò la struttura fine delle particelle α per diversi corpi.

L'intensità del campo magnetico è il fattore principale che permette di risolvere questa struttura. Con l'impiego di campi molto intensi è possibile separare particelle le cui velocità differiscono solamente dello 0,02 per cento. La struttura fine si può anche mettere in relazione con l'energia di eccitazione dei livelli nucleari, ma in questo caso i livelli

sono quelli del nucleo prodotto, ma non quelli del nucleo che ha emesso le particelle.

La natura della distribuzione dei percorsi viene illustrata in un caso tipico considerando la disintegrazione ThC→ThC″. Poiché il percorso dipende dalla velocità, esso è una misura dell'energia cinetica e invece di rappresentare le energie in centimetri di percorso, un altro metodo è quello di definire l'energia equivalente in elettronvolt. La tabella seguente riporta nella prima riga le energie delle particelle in milioni di elettronvolt (MeV), mentre nella seconda riga sono date le intensità percentuali.

MeV	6,08	6,04	5,76	5,62	5,60
Intensità (%)	27	70	1,8	0,2	1

Si vede che l'intero gruppo è compreso in un intervallo di energia, che è solo l'8 per cento dell'energia del componente principale.

IL PERCORSO DELLE PARTICELLE α E LA COSTANTE DI TRASFORMAZIONE Per le diverse sostanze radioattive si è trovata l'esistenza di una relazione di pratica applicazione fra i valori delle costanti di trasformazione e i percorsi delle particelle α; in generale quando la costante di trasformazione è grande (e perciò il periodo è piccolo) anche il percorso della particella α è grande. Questa relazione, nota come la regola di Geiger-Nuttall, si illustra meglio facendo il diagramma del logaritmo del percorso, log R, rispetto al logaritmo della costante di trasformazione, log λ. Il diagramma dei componenti delle tre famiglie radioattive mostra che si formano tre rette quasi parallele, una per ciascuna famiglia. I grafici non sono esattamente linee rette, ma in prima approssimazione si possono tradurre in equazioni della forma $\log\lambda = a + b \log R$; la costante b è la stessa per le tre famiglie, mentre a assume tre valori diversi.

È stato possibile ricavare una formula che desse ragione della regola di Geiger-Nuttall. I metodi teorici della meccanica ondulatoria dimostrano che l'energia E di una particella α è legata alla costante di trasformazione λ secondo la legge $\log\lambda = a + b \cdot E$. Questa corrisponde alla legge

empirica di Geiger-Nuttall, poiché il percorso delle particelle α dipende dall'energia. La teoria mostra, anche, che b non è affatto costante per tutte le diverse sostanze ma diminuisce quando E aumenta. Questo spiega in parte le deviazioni dalla linea retta che si sono trovate quando si è fatto il grafico del logaritmo della costante di trasformazione in funzione di quello del percorso. La regola si è dimostrata estremamente utile nello stabilire in modo approssimato le costanti di trasformazione dei prodotti aventi una vita molto breve o molto lunga: è necessario soltanto misurare il percorso delle particelle α e da questo si può facilmente calcolare un valore approssimato di λ.

LA DIFFUSIONE DELLE PARTICELLE α PRODOTTA DALLA MATERIA Le scoperte fondamentali concernenti la conoscenza della struttura dell'atomo si sono sviluppate in seguito alle ricerche di Rutherford sulla diffusione delle particelle α da parte della materia. Se un pennello nettamente definito di raggi α si fa cadere su di una lastra fotografica, nel vuoto, l'immagine fotografica che si forma ha dei contorni netti e definiti. Se si interpone lungo il fascio di raggi uno schermo sottile che abbia un potere frenante di un centimetro, l'immagine si allarga e diviene diffusa, a causa della diffusione delle particelle operata dagli atomi dello schermo assorbente. La maggior parte delle particelle α viene diffusa secondo piccoli angoli di pochi gradi di ampiezza, ma alcune si comportano ben differentemente. Queste ultime vengono deviate di angoli molto ampi, anche fino a 150°. Il numero di tali particelle, che sono quasi *riflesse* anziché deviate, aumenta con lo spessore dello schermo assorbente, finché si raggiunge un certo spessore limite, dopo il quale esso rimane costante. Tale numero aumenta pure rapidamente con il peso atomico dello schermo diffondente; 1 particella su 8000 viene rimandata indietro, secondo un angolo maggiore di un angolo retto, da parte di uno schermo costituito da una spessa foglia di platino.

Dalle misure del numero delle particelle diffuse sotto piccoli angoli si è certi che il numero diffuso sotto angoli molto grandi è anormalmente alto rispetto a quello che si avrebbe se valesse la legge del caso. Si deve concludere che il *meccanismo di diffusione per angoli di diffusione grandi e piccoli non è lo stesso.* Rutherford mostrò che la sola spie-

gazione possibile della diffusione sotto grandi angoli è che questa sia dovuta ad un singolo incontro fra la particella α e un atomo che possiede *un campo elettrico centrale molto intenso.* È impossibile spiegare la frequenza relativamente elevata dei grandi angoli supponendo che abbiano luogo ripetute diffusioni di una particella sotto piccoli angoli. Per soddisfare l'esigenza di un tale intenso campo centrale, Rutherford propose la struttura atomica ora divenuta classica. Secondo questa ipotesi, già discussa, l'atomo consiste di un piccolissimo nucleo massiccio avente carica positiva, in cui è concentrata la maggior parte della massa atomica. Attorno a questo ed esternamente a esso, è distribuita su di una sfera una eguale carica negativa, ora identificata con gli elettroni rotanti esterni dell'atomo. Perciò l'atomo nel suo complesso è neutro, ma poiché si suppone che il nucleo sia piccolissimo in confronto al raggio della sfera che contiene la carica negativa, vi è in realtà una carica positiva puntiforme al centro. Il raggio *fisico* dell'atomo è il raggio della sfera contenente la carica negativa, in effetti eguale al raggio dell'orbita dell'elettrone piú esterno. Rutherford dimostrò che per deflessioni di diffusione maggiori di 1° la carica negativa esterna dovuta agli elettroni si può trascurare completamente, poiché il nucleo è il solo responsabile della diffusione. Considereremo ora il metodo, dovuto a Rutherford, che permette il calcolo dell'effetto di diffusione nucleare.

Per semplicità, si è supposto che una particella α sia in realtà costituita da una carica positiva puntiforme associata ad una data massa e una data velocità. A causa della sua elevata velocità, esso può penetrare nella nube elettronica esterna e avvicinarsi al nucleo positivo dell'atomo. Allora nasce una forza elettrica di repulsione fra il nucleo atomico e la particella α (poiché hanno la stessa carica), forza che obbedisce alla legge di Coulomb. Se il nucleo dell'atomo è relativamente pesante e si suppone che esso rimanga nello stato di quiete, la particella α descriverà una iperbole attorno al nucleo che ne costituirà il fuoco, nel modo che segue.

Consideriamo una particella α che si muove lungo PO (fig. 10) e si avvicina al nucleo pesante fermo in S. La particella viene allora deviata secondo OP'. Sia $p = SN$ la distanza del nucleo S dalla direzione iniziale della particella. Siano E, M, V la carica, la massa e la velocità iniziale della particella α. La carica del nucleo dell'atomo posto in S è Ze, dove Z è il numero atomico dell'atomo. La velocità della parti-

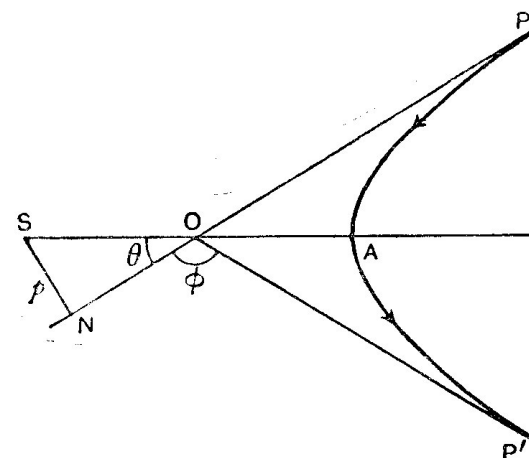



Figura 10

cella α varia lungo la sua traiettoria. Questa abbia il valore v nel punto A, che corrisponde al punto di distanza minima dal nucleo in S. La particella, quando si trova in A, si muove con una direzione perpendicolare a SO, quindi dal principio di conservazione del momento angolare $p \cdot V = SA \cdot v$. Per il principio di conservazione dell'energia, l'energia cinetica iniziale è uguale alla somma delle energie cinetica e potenziale nel punto A, in modo che

$$MV^2/2 = Mv^2/2 + ZeE/SA$$

da cui $\quad v^2 = V^2(1 - b/SA) \quad$ dove $\quad b = 2ZeE/MV^2$.

In un urto frontale, una particella viene istantaneamente arrestata nel punto in cui la sua energia cinetica iniziale è uguale all'energia potenziale acquistata. Se questa minima distanza è uguale a x, otteniamo $MV^2/2 = ZeE/x$, perciò $x = 2ZeE/MV^2$, che è identico al valore di b usato prima. Siccome l'eccentricità dell'iperbole è sec θ, allora dalla geometria abbiamo

$$SA = SO + OA = p \operatorname{cosec}\theta(1 + \cos\theta) = p \operatorname{cotg}(\theta/2).$$

Cosí

$$p^2 = SA(SA-b) = [p\,\mathrm{cotg}(\theta/2)]\cdot[p\,\mathrm{cotg}(\theta/2)-b]$$

perciò

$$b = 2p\,\mathrm{cotg}\,\theta\,.$$

L'angolo φ, secondo il quale viene deviata la particella α, è $\pi-2\theta$, quindi

$$\mathrm{cotg}(\varphi/2) = 2p/b\,.$$

Rimane ora da calcolare la probabilità che una particella sia deviata dell'angolo φ. Supponiamo che il pennello di particelle α incidente cada perpendicolarmente su di un sottile schermo che contiene n atomi per cm^3. Lo spessore t dello schermo è sufficientemente piccolo per non avere alcun effetto apprezzabile sulle velocità delle particelle α che l'attraversano. La probabilità, q, che una particella α passi a una distanza p da un nucleo è data da $q=\pi p^2 nt$. Una tale particella sarà deviata secondo un angolo maggiore di φ. Siccome q è una probabilità, essa rappresenta la frazione del numero totale di particelle deviata sotto un angolo piú grande di φ; sostituendo p otteniamo

$$q = \tfrac{1}{2}\pi ntb^2\,\mathrm{cotg}^2(\varphi/2)\,.$$

Poiché la probabilità di subire una deviazione fra φ e $\varphi+\mathrm{d}\varphi$ è la medesima di quella di passare ad una distanza dal nucleo compresa fra p e $p+\mathrm{d}p$, si ha

$$\mathrm{d}q = 2\pi pnt\cdot\mathrm{d}p = \tfrac{1}{4}\pi ntb^2\,\mathrm{cotg}(\varphi/2)\,\mathrm{cosec}^2(\varphi/2)\cdot\mathrm{d}\varphi\,.$$

Se il numero totale di particelle che cadono su di uno schermo assorbente è Q, il numero di particelle deviate fra φ e $\varphi+\mathrm{d}\varphi$ sarà

$$N = \tfrac{1}{4}\pi Qntb^2\,\mathrm{cotg}(\varphi/2)\,\mathrm{cosec}^2(\varphi/2)\cdot\mathrm{d}\varphi\,.$$

Nell'eseguire gli esperimenti si fa in modo che le particelle diffuse producano scintillazioni facendole cadere su di uno schermo di solfuro di zinco, il quale viene sempre mantenuto nella posizione perpendicolare alla direzione di osservazione. In tal modo, si può contare il numero delle particelle, incidenti normalmente sullo schermo, deviate dell'angolo φ. Siano M' le particelle osservate per unità d'area ad una

distanza r; allora segue che

$$N = 2\pi r\cdot\sin\varphi\cdot r\mathrm{d}\varphi\cdot M'\,.$$

Si sono cosí computate tutte le particelle situate nell'angolo solido compreso fra φ e $\varphi+\mathrm{d}\varphi$. Possiamo ora confrontare i due valori ricavati per N, e abbiamo

$$\tfrac{1}{4}\pi Qntb^2\,\mathrm{cotg}(\varphi/2)\,\mathrm{cosec}^2(\varphi/2)\mathrm{d}\varphi = 2\pi r^2\sin\varphi\cdot\mathrm{d}\varphi\cdot M'\,,$$

perciò

$$M' = \frac{Qntb^2\,\mathrm{cotg}(\varphi/2)\cdot\mathrm{cosec}^2(\varphi/2)}{8r^2\sin\varphi}$$

che si può anche scrivere

$$M' = \frac{Qntb^2}{16r^2}\,\mathrm{cosec}^4(\varphi/2)\,.$$

Siccome $b^2=4Z^2e^2E^2/M^2V^4$, ne segue che il numero delle particelle α incidenti per unità d'area dello schermo di scintillazione è proporzionale a: 1) $\mathrm{cosec}^4(\varphi/2)$; 2) t; 3) al quadrato della carica nucleare Ze; 4) inversamente proporzionale a V^4. Geiger e Marsden eseguirono una prova sperimentale della teoria, misurando le distribuzioni delle particelle diffuse con schermi di diverso spessore e di diverse sostanze. Essi trovarono che la diffusione era proporzionale a $\mathrm{cosec}^4(\varphi/2)$, a t e anche al quadrato del peso atomico. Poiché, in prima approssimazione, la carica nucleare è proporzionale al peso atomico, questi esperimenti verificarono la formula ricavata da Rutherford e dimostrarono che le ipotesi fatte erano giustificate.

L'esatta verifica del terzo punto, cioè che la diffusione è proporzionale a Z^2, fu fatta da Chadwick, il quale nello stesso tempo fece una determinazione assoluta della carica nucleare di un certo numero di atomi. Chadwick misurò Z per il rame, l'argento e il platino, e ottenne i valori rispettivamente di 29,3, 46,3 e 77,4. Questi atomi occupano il ventinovesimo, quarantasettesimo e settantottesimo posto nella tavola periodica, perciò i numeri atomici sono 29, 47 e 78. Cosí i valori ricavati per Z mediante la formula della diffusione di Rutherford sono in accordo con quelli dati dalla tavola periodica. È evidente che la teoria della struttura atomica di Rutherford ne risulta convalidata. È pos-

sibile inoltre far vedere dalle misure della diffusione che la legge di Coulomb della repulsione fra il nucleo e la particella α conserva la sua validità fino a una distanza dell'ordine di 10^{-12} cm. Questo dimostra che il nucleo è piccolissimo in confronto al diametro dell'atomo che è dell'ordine di 10^{-8} cm.

ALCUNE PROPRIETÀ GENERALI DELLE PARTICELLE α Tutt'e tre le radiazioni α, β e γ possono produrre modificazioni fisiche e chimiche su diverse sostanze. I vetri, i cristalli e molti minerali mutano di colore quando vengono sottoposti all'irraggiamento di queste radiazioni, e invero alcuni sono molto sensibili. Il vetro e il quarzo divengono fragili e le foglie di mica si scoloriscono e anche s'incurvano se si impiega una intensa radiazione α. Le particelle α possono decomporre l'acqua e produrre diverse reazioni chimiche. In relazione all'attività chimica vi sono gli effetti fisiologici ben noti. Questi sono tuttavia in gran parte dovuti ai raggi β e γ, poiché i raggi α sono completamente assorbibili alla superficie del corpo. La radiazione γ è penetrante e può distruggere le cellule del corpo, piú facilmente quelle ammalate di quelle normali. Per questa ragione un successo di una certa importanza è stato ottenuto nella distruzione dei tumori maligni mediante applicazioni locali di tubi contenenti radio o radon.

Il fatto che i raggi α rendano scura la mica ha prodotto un interessante fenomeno naturale. Si è trovato che campioni di mica geologica presentano talvolta piccole aree scolorite di sezione circolare. Essi vengono chiamati "aloni pleocroici" perché presentano i fenomeni del pleocroismo, quando si esaminano con luce polarizzata. Si può dimostrare che un pezzettino d'impurità radioattiva produce l'alone. Una macchia centrale scura viene prodotta dalle particelle α del radio e il suo raggio corrisponde al percorso di queste particelle nella mica. Un secondo anello scuro è formato dalle particelle α emesse dal radio A presente, mentre si forma una terza banda oscura esterna, dovuta alle particelle α del radio C′ aventi il percorso piú lungo. Il grado di oscuramento in ogni punto del percorso dipende dalla quantità di ionizzazione prodotta. Sappiamo dagli esperimenti di Bragg, che questa cresce rapidamente fino ad un massimo vicino all'estremità del percorso;

e ciò spiega il perché si formino anelli distinti e non dischi continui.

Un alone nella mica si può produrre con la piccolissima quantità di 5×10^{-10} g di uranio come sostanza centrale irradiante. Una tale quantità di uranio emette solamente una particella α ogni 10 ore. Gli aloni osservati sono dovuti all'effetto accumulato durante immensi periodi di tempo. Joly ha confrontato le intensità dei colori trovati in natura, con quelle prodotte da un grandissimo numero conosciuto di particelle α emesse da una intensa sorgente. Egli poté dimostrare che sono necessari centinaia di milioni di anni per produrre gli aloni naturali. La misura di tale periodo di tempo è stata di grande importanza per i geologi e i geofisici.

Molte sostanze oltre la mica presentano il fenomeno degli aloni. Alcuni campioni di spatofluoro azzurro presentano sette aloni concentrici e ogni anello ha origine da un gruppo di particelle α aventi una velocità determinata. Artificialmente si possono produrre aloni artificiali nel vetro o su lastre fotografiche ed essi sono simili a quelli naturali.

Un'altra importante proprietà dei raggi α è che essi possono produrre effetti luminosi nel loro urto sui corpi. Le scintillazioni di cui si è già parlato non sono altro che una applicazione particolare di questa proprietà. Un gran numero di minerali e di sali divengono luminosi sotto il bombardamento dei raggi α. Questo fatto è stato utilizzato nell'industria: si preparano vernici luminose mescolando solfuro di zinco con una piccola quantità di un corpo radioattivo; si può far vedere che solidi bombardati non solo emettono luce ma emettono anche deboli raggi X. Un fenomeno in relazione con la produzione delle scintillazioni è il fatto che una massa di radio osservata nell'oscurità è luminosa. Se il radio si trova nell'aria, l'esame spettroscopico della luminosità rivela lo spettro dell'azoto. Ciò è dovuto solo all'eccitazione ottica per l'urto delle radiazioni contro il gas entro cui il radio è situato.

L'ETÀ DELLA TERRA Valutazioni attendibili dell'età della terra sono state fatte da Holmes mediante ricerche sui rapporti di abbondanza degli isotopi del piombo nei minerali radioattivi. Dalle tabelle del capitolo precedente risulta che i tipi di piombo di origine radioattiva hanno

masse 206, 207, 208, a seconda della famiglia radioattiva da cui derivano, cioè la famiglia dell'uranio ($^{238}U \rightarrow {}^{206}Pb$), la famiglia dell'attinio ($^{235}U \rightarrow {}^{207}Pb$) e la famiglia del torio ($^{232}Th \rightarrow {}^{208}Pb$). Il piombo ordinario ha un isotopo di massa 204 presente in proporzione dell'1 per cento circa, quindi la quantità (se c'è) di ^{204}Pb presente nel piombo che si trova in tutti i minerali radioattivi serve a dare una misura esatta della mescolanza tra piombo radioattivo e piombo ordinario e può servire a fare le opportune correzioni.

Ad ogni istante dato, la velocità di produzione di un particolare isotopo del piombo dipende sia dal valore della costante λ di decadimento, sia dal numero N di atomi originari. È perciò possibile calcolare l'età del minerale, che contiene il materiale radioattivo, da ciascuno dei rapporti ($^{206}Pb/U$), ($^{207}Pb/U$), ($^{208}Pb/U$), ($^{207}Pb/^{206}Pb$). Tuttavia nel ricavare le formule si è ammesso implicitamente che la costante λ di decadimento per ogni disintegrazione sia rimasta immutata durante il tempo rappresentato dall'età della terra. Fortunatamente vi è una prova molto forte che è cosí, ed essa è fornita da uno studio degli aloni pleocroici delle particelle α.

Si è riscontrato che i diametri degli anelli dell'alone sono identici, sia che si trovino su minerali recenti sia su minerali antichi, che secondo prove geologiche differiscono dai primi di 1000 milioni di anni. *Ciò prova che la velocità di decadimento radioattivo è indipendente dal tempo* e quindi i valori di λ trovati possono ora essere usati con sicurezza per ricavare una formula che ci dia l'età del minerale. Usando i dati numerici per l'abbondanza isotopica, trovati da Nier, si può dimostrare che l'età t è data da

$$t = 2{,}37 \times 10^9 \cdot \log\left(1 + 160\,\frac{^{207}Pb}{U}\right) \text{ anni}.$$

Formule analoghe sono state ricavate per ^{206}Pb e ^{208}Pb ed esse dànno risultati coerenti.

Un esame delle varie rocce radioattive fornisce età varianti da circa 58 a 1985 milioni di anni. La terra quindi ha almeno 2000 milioni di anni, e questa cifra può essere considerata come un valore minimo. Un limite massimo dell'età si può ottenere supponendo che quando la terra ebbe

inizio non vi fosse ^{207}Pb, e quindi tutto il ^{207}Pb esistente derivi dal ^{235}U. (Se l'ipotesi non è giusta allora l'età reale sarà inferiore al valore massimo fornito da questo metodo.) Il granito contiene su un milione di parti 3,5 parti di uranio e 20 parti di piombo, cosí distribuite:

Isotopo	204	206	207	208
Abbondanza	0,27	5,1	4,2	10,4

Di qui si ottiene il rapporto $\frac{^{207}Pb}{U} = \frac{4{,}2}{3{,}5}$ e sostituendolo nella formula precedentemente citata si ricava il valore $t = 5400$ milioni di anni. *L'età della terra è perciò compresa tra 2000 e 5400 milioni di anni* e, da un esame generale di numerosi studi sull'abbondanza isotopica, Holmes conclude che è assai probabile un valore approssimativo di 3350 milioni di anni.

15.
I raggi beta

INTRODUZIONE Sebbene la natura dei raggi β, emessi dalle sostanze radioattive, fosse stata determinata fin dai primi tempi del loro studio, la loro complessità rese molto difficile lo studio nei suoi particolari. I coniugi Curie furono i primi a dimostrare che alcune sostanze radioattive emettono ioni negativi molto piú penetranti delle particelle α. Questi ioni sono i raggi β, che Becquerel riuscí facilmente a deviare in un campo magnetico. Questa deviazione magnetica dimostrò che i raggi consistevano di particelle cariche. Nell'esperimento di Becquerel, i raggi venivano fatti passare attraverso una fenditura e, dopo essere stati deviati secondo dei circoli dal campo magnetico, cadevano su una lastra fotografica impressionandola. La lastra mostrava, invece di una immagine netta della fenditura, un'ampia banda diffusa. Se si suppone che le particelle abbiano tutte la stessa massa e la medesima carica, questo allargamento si può facilmente spiegare, ammettendo che il fascio consista in un miscuglio di particelle aventi velocità differenti. Una conseguenza di ciò è che le particelle che si muovono piú lentamente sono deviate piú facilmente delle piú veloci (il raggio di curvatura della deviazione è $R=mv/He$), per cui le particelle coprono una intera banda.

La natura della carica portata dalle particelle costituenti i raggi β fu dimostrata in un modo semplice, facendo cadere la radiazione sopra una spessa lastra di piombo collegata con un elettroscopio. Le particelle, assorbite dalla lastra, cedevano la loro carica e si trovò che questa era negativa. Per impedire ogni effetto secondario prodotto dalle radiazioni nel loro complesso emesse dalla sostanza radioattiva, l'esperimento fu eseguito in un vuoto molto spinto. Invero, le particelle mostrarono di

comportarsi come *particelle veloci di raggi catodici*, cioè come elettroni dotati di alta velocità, e questa natura fu definitivamente accertata quando fu messo in luce che il valore di e/m per le particelle β era il medesimo riscontrato per gli elettroni.

DETERMINAZIONE DI e/m DELLE PARTICELLE DEI RAGGI β Misure approssimate di e/m per le particelle β furono fatte da Becquerel, ma fu Kaufmann che per primo ottenne un valore *esatto* e dimostrò l'identità dell'elettrone con la particella β. Il dispositivo sperimentale di Kaufmann è illustrato nella figura 1. Un piccolo pezzetto di radio viene posto nel

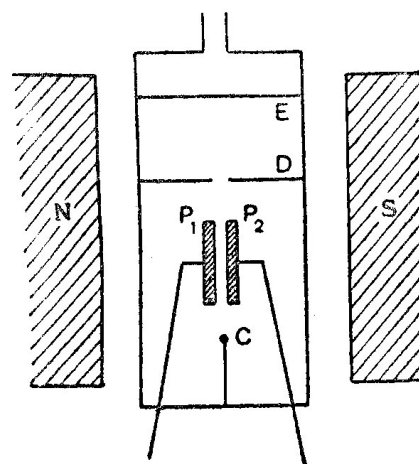



Figura 1

punto C di un recipiente, in cui viene fatto un alto vuoto, e le sue radiazioni sono fatte passare attraverso le placche parallele P_1, P_2. Le placche distano 0,15 cm e sono mantenute ad una differenza di potenziale di 6750 volt. I raggi passano attraverso un foro praticato nel diaframma D e poi colpiscono una lastra fotografica E. Le radiazioni γ non sono deviate dal campo elettrico, e siccome la deviazione prodotta sui raggi α è in realtà molto piccola con il campo impiegato, questi raggi giungono sulla lastra fotografica in un punto con deviazione nulla. L'effetto del campo sulle particelle β è di deviarle verso destra. Tutto l'apparecchio è mantenuto in un campo magnetico uniforme NS, disposto in modo

da deviare le particelle β in una direzione formante un angolo retto con quella del campo elettrico, cioè in una direzione perpendicolare al piano del foglio. La deviazione elettrostatica è proporzionale a Xe/mv^2 e la deviazione magnetica a He/mv, dove X, H, e, m, v hanno i noti significati. Queste due deviazioni sono fra loro perpendicolari e, se v varia con continuità, ne risulterà sulla lastra fotografica una curva parabolica. Misurando le coordinate di ogni punto della curva, si possono calcolare sia e/m che v, esattamente come nella determinazione di Thomson di E/M per i raggi positivi.

Kaufmann trovò che le particelle β, emesse dalla sorgente da lui impiegata, possedevano altissime velocità varianti da $2{,}83 \times 10^{10}$ cm/s e $2{,}36 \times 10^{10}$ cm/s, velocità dello stesso ordine della velocità della luce. Misure esatte dimostrarono che la curva delle deviazioni *non era una vera parabola* ma una curva della forma illustrata nella figura 2. Allo scopo

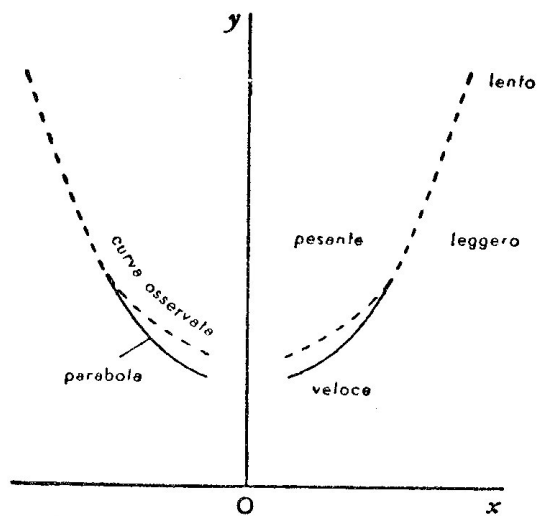



Figura 2

di fare un'esatta misura, è conveniente invertire il campo magnetico in modo da ottenere la figura simmetrica. I punti osservati sono disposti sulla linea tratteggiata, mentre la linea continua rappresenta la parabola. Le particelle che si muovono piú velocemente sono quelle piú vicine all'origine — esse infatti sono quelle meno deviate dai campi, —

e le deviazioni dalla parabola mostrano che e/m non è costante, ma diminuisce coll'aumentare di v. Questo era stato previsto da Lorentz con le seguenti considerazioni.

Da una carica si può considerare che promanino tubi di forza nello spazio; i tubi hanno una energia loro associata. Perciò per mettere in movimento una carica e i tubi di forza che l'accompagnano, si deve compiere un lavoro su di essa. La carica quindi possiede una massa inerziale apparente, chiamata massa elettromagnetica. Si può calcolare in modo semplice la massa equivalente ai tubi, poiché la carica in movimento produce un campo magnetico conosciuto e l'energia elettromagnetica per centimetro cubico in un campo H si sa essere eguale a $\mu H^2/8\pi$, dove μ è la permeabilità. Il calcolo mostra che l'energia elettromagnetica totale nello spazio, associata ad una carica sferica in movimento, è $\mu e^2v^2/3a$, dove μ è la permeabilità magnetica (eguale all'unità se la carica si muove nel vuoto), e la carica, v la velocità e a il raggio. Quest'energia allora è uguale a $Mv^2/2$, dove M è la massa elettromagnetica effettiva, che, si vedrà, è eguale a $2e^2/3a$ (si è preso μ eguale a 1). Questa massa, inversamente proporzionale al raggio, assume una importanza quando quest'ultimo è piccolo.

Tuttavia, questo calcolo della massa elettromagnetica è valido solo *a condizione che la velocità della particella carica sia piccola in confronto alla velocità di propagazione delle onde elettromagnetiche*, cioè alla velocità della luce. Heaviside osservò che, nella misura in cui la velocità aumenta, i tubi di forza, per cosí dire, si addensano e tendono a disporsi perpendicolarmente alla direzione del moto. Lorentz dimostrò che, in realtà, *ha luogo una contrazione della lunghezza nella direzione del moto.* Come conseguenza di ciò, la massa m_0 a velocità zero aumenta e diviene $m_0/(1-v^2/c^2)^{1/2}$, dove v è la velocità della particella carica e c la velocità della luce. Cosí la massa elettromagnetica di una particella carica aumenta con la velocità, ma l'effetto diviene sensibile solo quando v è molto grande e precisamente dello stesso ordine di grandezza della velocità della luce, altrimenti il fattore $(1-v^2/c^2)$ si confonde con l'unità. Se la massa della particella è di origine *interamente* elettromagnetica, essa aumenterà secondo la formula di Lorentz. Si vede dalla fig. 2 che i risultati ricavati da Kaufmann mostrano che la massa della particella β

aumenta con la velocità, ma la precisione delle misure non era abbastanza grande per dimostrare se la formula di Lorentz era valida o no.

AUMENTO DELLA MASSA DELLE PARTICELLE β CON LA VELOCITÀ Per esaminare la variazione della massa con la velocità furono compiute da Bucherer misure di maggior precisione con un metodo sperimentale illustrato nella figura 3. La sorgente di particelle β, fluoruro di radio, era

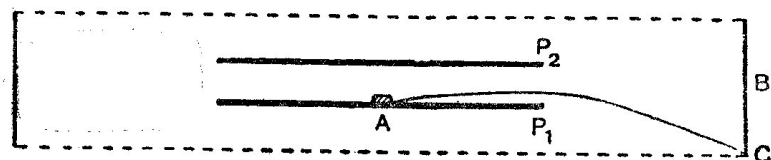



Figura 3

posta in A, al centro di un piatto di un condensatore ad armature parallele. I piatti del condensatore, P_1 e P_2, avevano un diametro di 8 cm ed erano distanti l'uno dall'altro 0,25 mm e mantenuti a una elevata differenza di potenziale. Questo condensatore circolare era circondato da una pellicola fotografica cilindrica coassiale e il tutto veniva posto in un campo magnetico uniforme, disposto in modo che le linee di forza risultassero *parallele* alle armature del condensatore. Una particella β riesce a sfuggire dallo spazio fra le armature P_1 e P_2 quando le forze magnetiche ed elettriche agenti su di essa sono eguali ed opposte, poiché, per qualunque altra disposizione dei campi, è deviata verso l'una o l'altra armatura. Le particelle β vengono emesse lungo i raggi dei piatti, quindi esse possono emergere, formando angoli diversi rispetto alle linee di forza magnetica, e le particelle di velocità diversa sfuggono in ogni direzione. Consideriamo una particella con velocità v che si muove lungo il raggio e forma un angolo θ con la direzione delle linee di forza magnetiche. Affinché essa sfugga, le forze agenti su di essa debbono essere eguali ed opposte in modo che

$$Xe = Hev \sin\theta, \quad \text{cioè} \quad v = X/H \sin\theta.$$

Da questo segue che solamente le particelle aventi la velocità v usciranno nella direzione θ. Se qualche particella con velocità diversa da v parte

da A nella direzione θ, verrà deviata su una delle armature e non uscirà. Dopo essere uscita dalle armature, ogni particella β è soggetta alla deviazione da parte del campo magnetico e descrive una traiettoria circolare di raggio $R = mv/He \sin\theta$. In tal modo dalla deviazione BC e dalla distanza $P_1 B$, si può calcolare R per ogni dato valore di θ. Siccome la velocità si ottiene dal valore di θ, si può determinare direttamente e/m. Invertendo X e H si ottiene sulla pellicola fotografica un diagramma simmetrico, il quale ha l'aspetto illustrato nella figura 4. Ogni coppia di punti dà un valore di e/m per un dato v.

Mediante questo metodo sono state eseguite misure, usando particelle con velocità fino a 0,8 volte la velocità della luce. A questa velo-

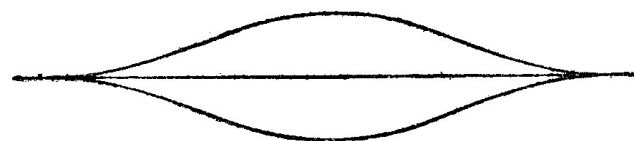



Figura 4

cità l'aumento della massa che si prevede secondo la formula di Lorentz è del 66 per cento della massa a basse velocità. *Le misure hanno completamente verificato la legge dell'incremento predetto dalla teoria.*

Si può osservare che se si suppone che la massa di un elettrone sia *interamente* elettromagnetica, ciò che è suggerito dalla variazione della massa, allora la formula $m = 2e^2/3a$ fornisce un valore del raggio dell'elettrone, quando esso è in riposo o in lento movimento. Il valore di a si può ottenere con un semplice calcolo da e/m misurato con elettroni lenti e dal valore di e. Poiché

$$e = 4{,}80 \times 10^{-10} \text{ u.e.s.} = 1{,}60 \times 10^{-20} \text{ u.e.m.}$$

e

$$e/m = 1{,}76 \times 10^{7} \text{ u.e.m.}$$

allora

$$m = 9{,}1 \times 10^{-28} \text{ g}.$$

Sostituendo questi valori, abbiamo

$$9{,}1 \times 10^{-28} = 2(1{,}6 \times 10^{-20})^2/3a$$

da cui

$$a = 1{,}87 \times 10^{-13} \text{ cm}.$$

Questo valore è solo approssimato, ma è stato dimostrato con un altro metodo che il suo ordine di grandezza è esatto.

Nel dedurre questo valore per il raggio dell'elettrone, si è supposto che la massa fosse *interamente* elettromagnetica. Il fatto che la variazione di massa obbedisce alla formula di Lorentz fu dapprima preso a conferma di ciò. Tuttavia, si può far vedere che, secondo la teoria ristretta della relatività di Einstein, ogni massa in movimento, *qualunque sia la sua natura*, obbedisce alla legge $m = m_0/(1-v^2/c^2)^{1/2}$. Una carica in movimento è solo un caso particolare di questa legge piú generale che si applica a *tutta* la materia. In tal modo non vi è alcuna seria ragione per supporre che tutta la massa elettronica sia inizialmente interamente elettromagnetica, perché anche una massa gravitazionale residua aumenterebbe *nello stesso grado della massa elettrica*. Da ciò segue che la deduzione precedente del raggio dell'elettrone non è necessariamente rigorosa; infatti il concetto del raggio dell'elettrone nelle teorie moderne non è affatto semplice.

GLI SPETTRI DEI RAGGI β Si è già osservato che i raggi β non sono omogenei poiché consistono di particelle aventi velocità diverse. Questa mancanza di omogeneità è dimostrata nel modo migliore dal metodo di focalizzazione di Rutherford e Robinson illustrato nella figura 5. La

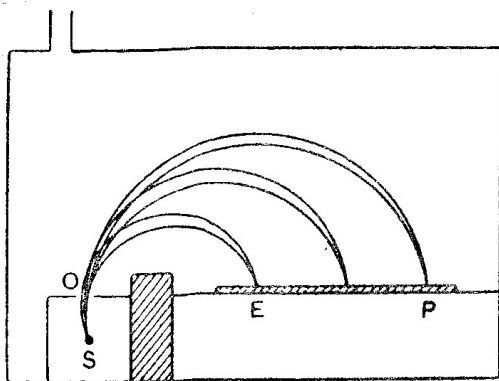



Figura 5

sostanza radioattiva che costituisce la sorgente della radiazione β è posta sopra un sottile filo in S, i raggi β attraversano O, che è una fenditura relativamente ampia, situata nello stesso piano della lastra fotografica EP e sulla verticale passante per S. Nell'apparecchio viene fatto il vuoto e poi esso viene posto in un campo magnetico avente le linee di forza disposte perpendicolarmente al piano del foglio. Le particelle β che hanno la stessa velocità (rigorosamente parlando, quelle che hanno lo stesso impulso) vengono deviate in traiettorie circolari aventi lo stesso raggio e s'incontrano approssimativamente in un punto. Ne consegue la formazione di una riga con un contorno molto netto dalla parte piú vicina a P, e la posizione della riga si può cosí misurare con molta esattezza. Uno spesso blocco di piombo funziona da schermo di protezione per la lastra fotografica, poiché esso intercetta ogni altra radiazione che proviene da S.

I raggi di curvatura si possono calcolare, misurando OS e le distanze dei punti focali da O. Si può cosí trovare la quantità di moto di ogni particella poiché nella deviazione magnetica si ha $mv = HeR$. Siccome la variazione della massa con la velocità obbedisce ad una legge nota, si può calcolare l'energia di ogni particella dal valore della quantità di moto.

L'ORIGINE DEGLI SPETTRI DEI RAGGI β A causa delle alte velocità che s'incontrano fin dall'inizio, si pensò che le particelle costituenti gli spettri dei raggi β fossero dei gruppi di elettroni emessi dal nucleo durante una disintegrazione. Tuttavia questa ipotesi fu confutata da Rutherford, Robinson e Rawlinson. Era noto che i raggi γ possono espellere dagli atomi elettroni secondari, dotati di elevatissime velocità, quando essi vengono assorbiti. Si era sospettato che tale fatto potesse essere una possibile causa degli spettri dei raggi β osservati. L'apparecchio impiegato per dimostrare questa ipotesi era il medesimo di quello illustrato nella fig. 5, ma la sorgente costituita da un sottile filo S fu sostituita con un tubo di radon attorno al quale erano avvolte sottili lamine di metalli diversi. I raggi γ emessi dalla sorgente producevano nel loro passaggio attraverso le lamine raggi β secondari. Gli spessori delle lamine erano sufficienti per arrestare la maggior parte degli elettroni e per disperdere i rimanenti. Nessuna riga definita dovuta ai raggi primari poteva apparire sulla lastra. Nonostante ciò, si ottenne uno spettro a righe

definito. Questo spettro poteva avere origine solo dagli elettroni secondari espulsi dalla lamina dai raggi γ, il che faceva pensare che gli stessi spettri a righe dei raggi β avessero una origine secondaria.

Furono perciò intraprese da Chadwick misure dell'intensità degli spettri dei raggi β naturali e divenne chiaro che lo spettro a righe costituiva solamente una piccola frazione dell'emissione totale dei raggi β. Infatti l'emissione principale non era uno spettro a righe, ma uno spettro continuo che si poteva identificare con la vera radiazione di disintegrazione nucleare, contando il numero delle particelle emesse da un numero conosciuto di atomi disintegratisi. Rutherford pensò che quando un nucleo radioattivo emette dei raggi γ, una *parte* di questa radiazione viene assorbita dagli elettroni esterni dell'atomo stesso e come conseguenza vengono emessi elettroni β secondari. Questo processo di *conversione interna* fu sottoposto ad una prova diretta e fu costatata la sua validità. Il RaB emette uno spettro γ caratterizzato da tre righe molto intense, fra le altre. Quando questa radiazione γ produce particelle secondarie dai metalli come il piombo o il platino, ecc., si forma uno spettro di raggi β secondari simile allo spettro dei raggi β naturali del RaB, solamente un po' diffuso. Poiché le righe piú intense negli spettri eccitati dovrebbero essere dovute a elettroni emessi dagli strati K degli atomi di piombo, di platino, ecc., è possibile determinare le energie di assorbimento per le corrispondenti righe dello spettro naturale confrontando le energie delle particelle β. Si dimostrò che queste energie di assorbimento erano l'energia di assorbimento K dell'atomo radioattivo; fu dimostrato quindi che i raggi γ di un nucleo radioattivo possono essere assorbiti nello strato K dello stesso atomo e liberare un elettrone secondario. Inoltre debbono anche comparire le righe piú deboli dovute alla conversione quantica negli strati L, M, N..., e questo fatto rende conto della complessità degli spettri dei raggi β osservati.

Quando viene assorbito un raggio γ, viene sottratta una quantità d'energia uguale all'assorbimento caratteristico dello stato in questione (K, L, M...) per espellere la particella β e l'eccedenza d'energia che rimane riappare come l'energia della particella. Cosí l'energia della particella, sommata con l'energia nota di assorbimento dello stato caratteristico considerato, dà l'energia del raggio γ. È stato possibile riconoscere gli

strati dai quali vengono emessi gli elettroni per un grandissimo numero di spettri di raggi β naturali che si presentano.

Tuttavia, nella discussione precedente è stato tralasciato un punto. L'energia d'assorbimento K effettiva, nella conversione interna di ogni raggio γ, non è quella dell'elemento dal quale le particelle disintegrate sono emesse. Il raggio γ è emesso *dopo* la particella di disintegrazione, perciò la carica nucleare, e quindi l'energia d'assorbimento K, è corrispondentemente mutata.

GLI ELETTRONI PRODOTTI DALLA DISINTEGRAZIONE Sebbene le singole righe nette appaiano dapprima essere la caratteristica piú evidente dello spettro magnetico dei raggi β, fu messo in evidenza da Chadwick con l'esame della distribuzione dell'intensità dello spettro che l'intera regione è coperta da un diffuso fondo continuo, la cui intensità complessiva è molto superiore a quella della somma totale delle righe individuali. Il metodo impiegato era un adattamento del metodo già descritto di focalizzazione, solamente, invece della lastra fotografica, fu impiegato un contatore di Geiger o una camera di ionizzazione nel modo illustrato nella figura 6. La sorgente di radon Q veniva posta in una scatola dov'era

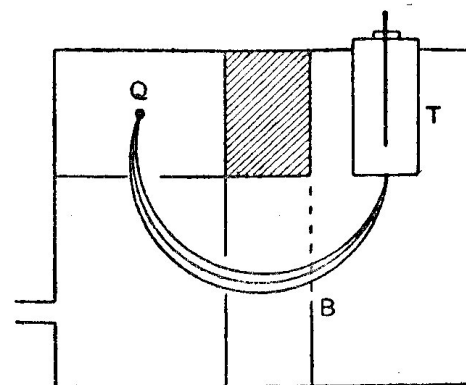



Figura 6

fatto il vuoto e i raggi β venivano deviati sul contatore T mediante un campo magnetico uniforme. L'intensità del campo si poteva variare in modo che le parti successive dello spettro potessero venire portate sul contatore. Uno schermo mobile B permetteva d'intercettare lo spettro

in modo che potevano essere determinati separatamente gli effetti della radiazione dispersa ed introdotte le relative correzioni.

Il risultato ottenuto in questo esperimento è illustrato nella figura 7, dalla quale si vede che l'emissione β costituisce un continuo esteso sul quale si sovrappongono alcune righe nette. L'intensità complessiva di

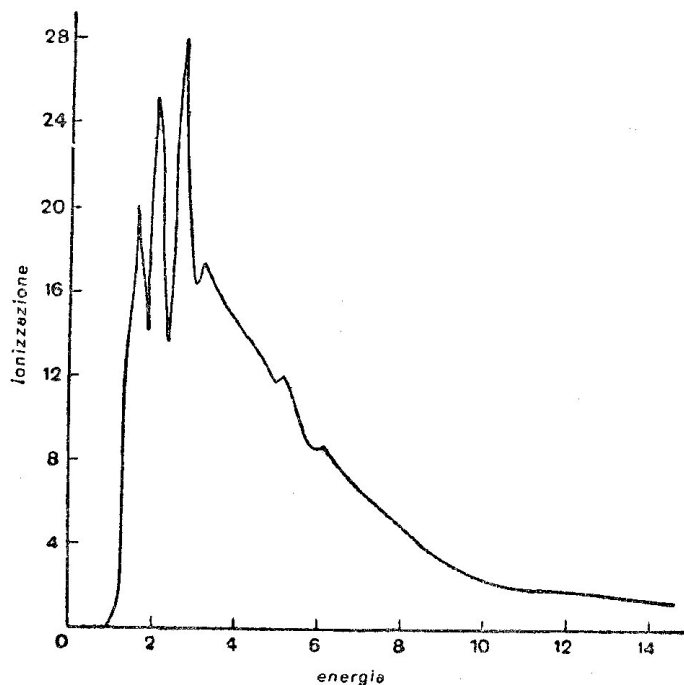



Figura 7

queste righe non è che pochi centesimi dell'emissione totale. Tutti gli spettri di emissione continui dei raggi β sono simili nel loro aspetto generale e sono caratterizzati da un massimo e da un limite superiore nettamente definito, le cui posizioni variano per i diversi atomi.

Per decidere sull'origine rispettiva degli spettri a righe e continui, è necessario misurare il numero totale delle particelle β emesse. Dai mutamenti prodotti nel numero atomico dalle trasformazioni radioattive è noto che, in una disintegrazione β, ogni atomo attivo emette solamente una particella β. Cosí da una quantità nota di materiale attivo, per il quale è stata determinata la velocità di trasformazione, si può calcolare

il numero delle particelle β emesse al secondo. Se la radiazione β contiene un numero di particelle maggiore di questo, si può supporre con sicurezza che l'eccesso è dovuto alle particelle β secondarie, eccitate dalle radiazioni emesse.

Per eseguire queste misure, è stato ideato da Gurney un buon metodo libero dagli errori dovuti agli elettroni secondari. Il dispositivo sperimentale è simile a quello della fig. 6, ma il contatore è sostituito da un cilindro di Faraday. Si varia il campo e cosí viene esplorato tutto lo spettro. Gurney trovò che ogni atomo di RaB che si disintegra emette approssimativamente 1,25 elettroni e ogni atomo di RaC approssimativamente 1,05 elettroni. Teoricamente si può prevedere l'emissione di un elettrone per atomo, cosí che l'eccesso dev'essere attribuito agli elettroni secondari liberati dai raggi γ. Per dimostrare ciò, Emeleus calcolò l'emissione dal RaE che non emette radiazione γ. Sia i raggi α che quelli β emessi da una sorgente di Ra(E+F) venivano fatti cadere su di un contatore sensibile e il numero delle particelle veniva cosí determinato; allora i raggi β venivano deviati da un campo magnetico e il contributo dato dalle particelle α veniva trovato separatamente. I numeri degli atomi emittenti particelle α e β presenti in ogni istante erano noti attraverso le costanti di disintegrazione dei due corpi. Il risultato trovato fu di $1{,}1 \pm 0{,}1$ particelle β emesse per ogni atomo di RaE.

LO SPETTRO CONTINUO DEI RAGGI β E IL NEUTRINO Il risultato ottenuto dallo studio dei gruppi distinti di particelle α e quello che si esporrà piú avanti ottenuto dagli studi dei raggi γ, dimostra che nel nucleo esistono stati quantici eccitati. Si trovarono difficoltà nel conciliare questo fatto con quello che gli elettroni prodotti nella disintegrazione formano uno spettro continuo. Una difficoltà che nasce anch'essa in relazione all'emissione dei raggi β è quella concernente la conservazione del momento angolare. Ogni nucleo atomico ha associato un momento angolare (lo *spin* nucleare) che ha un valore semintero di $h/2\pi$, quando il peso atomico è dispari e un valore intero (o nullo), quando il peso atomico è pari. La particella β, come tutti gli elettroni, ha uno *spin* di $(1/2) \cdot h/2\pi$, ma quando tale particella esce da un nucleo di peso atomico dispari, il nucleo rimanente conserva lo *spin* semintero, poiché il suo peso atomico rimane

dispari. Evidentemente tale fatto distrugge il principio della conservazione del momento angolare, poiché non si può sottrarre un mezzo da un numero semintero e avere come resto ancora un semintero. La stessa cosa si ha se l'atomo che produce la particella β ha uno *spin* intero.

Si può dimostrare che l'esistenza stessa dello spettro continuo senza altre ipotesi implica l'abbandono del principio di conservazione dell'energia. Prima di una disintegrazione β tutti i nuclei iniziali hanno la stessa energia, derivando da un decadimento α. Poiché le particelle β hanno energie differenti, ci si aspetterebbe che i nuclei finali risultanti avessero energie differenti. Questo non accade, poiché in molti casi l'emissione β è seguita da emissione γ consistente di pochi raggi distinti, cioè gli atomi finali non hanno un campo continuo di energie. Senza ulteriori ipotesi vi è una chiara contraddizione al principio di conservazione dell'energia. Entrambe queste difficoltà, quella della conservazione dell'energia e del momento angolare, sono state superate con l'ipotesi di Pauli dell'esistenza di una nuova particella, il neutrino. L'idea del neutrino è stata sviluppata nel modo seguente. Si è supposto che questa particella abbia *massa nulla, sia priva di carica e abbia una spin di* $(1/2)\cdot h/2\pi$. Si considera l'emissione di una particella β come un atto duplice, accompagnato dalla simultanea emissione di un neutrino. La somma delle energie delle due particelle è quantizzata e invero dovrebbe presentare una struttura fine simile a quella delle particelle α. Poiché la teoria postula che il neutrino non abbia carica e abbia massa nulla (o una massa estremamente piccola in confronto a quella elettronica), noi non abbiamo attualmente alcun mezzo per rivelarlo. Quando il neutrino viene emesso con energia nulla, la energia della particella β ha un valore massimo, corrispondente al limite estremo netto dello spettro continuo. La teoria mostra che è possibile ricavare un valore approssimativo della massa del neutrino dalla posizione del massimo nello spettro continuo dei raggi β e anche dalla forma dell'estremità della curva in prossimità del limite netto. L'applicazione di questa teoria alle curve osservate consiglia di assumere per il neutrino una massa in quiete *nulla.*

L'ipotesi che il neutrino e la particella β abbiano entrambi uno *spin* di $(1/2)\cdot h/2\pi$ ha come conseguenza il mantenimento del principio di conservazione del momento angolare. È bene far presente che l'esistenza della particella è attualmente solo ipotetica e che essa, infatti, *è stata introdotta per mantenere i princípi di conservazione.* Chadwich e Lee, nel tentativo di rivelare il neutrino, mostrarono che esso certamente forma meno di un paio di ioni in 150 chilometri di aria in condizioni normali di temperatura e di pressione, e questo fatto spiega la difficoltà incontrata nel tentativo di rivelarlo.

Dalla teoria del neutrino di Fermi si può dedurre qualitativamente l'esistenza di una relazione tra i percorsi delle particelle β e i periodi di decadimento, e un simile legame fu trovato da Sargent, il quale tracciò la curva di $\log\lambda$ in funzione delle energie massime delle particelle β per molti nuclei. Si costatò che tutti i punti giacciono in una stretta regione limitata tra due curve. Questo *diagramma di Sargent* mostra che il decadimento diviene piú probabile al crescere del percorso o dell'energia delle particelle β ed è quindi strettamente analogo alla legge di Geiger-Nuttall per il decadimento α.

La teoria del neutrino sarà ancora trattata piú dettagliatamente parlando dei raggi cosmici. Un'altra particella, collegata al neutrino, l'antineutrino, è stata postulata in relazione ad effetti nucleari.

LA DIFFUSIONE DEI RAGGI β A causa della non omogeneità della radiazione β, l'interpretazione degli esperimenti sulla diffusione, tanto fruttuosa nel caso delle particelle α, si è dimostrata difficile. Per applicare le considerazioni teoriche è necessario dapprima ottenere un fascio di raggi "monocromatico" mediante una selezione preliminare con un magnete. Questo processo nello stesso tempo separa i raggi in istudio dalle radiazioni α e γ che non interessano. Siccome l'angolo sotto il quale una particella viene diffusa è inversamente proporzionale al quadrato dell'energia, i raggi β, avendo molto meno energia, sono diffusi molto piú delle particelle α. Ciò significa che l'effettiva sezione d'urto di diffusione osservata può essere dovuta a piú di un incontro atomico. Inoltre siccome le particelle mutano la loro massa col mutare delle velocità, ci si può aspettare che nascano complicazioni nel calcolo dei fenomeni.

I primi esperimenti attendibili furono eseguiti da Crowther. I raggi provenienti dalla sorgente erano dapprima separati da un campo ma-

gnetico: un fascio approssimativamente omogeneo passava attraverso un foro e giungeva su di uno schermo assorbente; questo deviava in un cono diffuso i raggi inizialmente paralleli. A questo punto le particelle venivano fatte passare attraverso un sottilissimo schermo e poi pervenivano in una camera di ionizzazione isolata dove veniva misurata la corrente che esse producevano. Vari schermi di forma circolare furono introdotti nel fascio in modo da permettere di determinare il numero delle particelle diffuse entro angoli noti. Per evitare gli effetti degli elettroni secondari, l'intero apparecchio fu rinchiuso entro una camera dov'era stato fatto il vuoto. I risultati ottenuti da Crowther si possono interpretare solamente se si suppone che abbia luogo la diffusione multipla; tale fatto può essere facilmente verificato mediante una camera a nebbia.

Per ottenere la diffusione individuale con uno strato di dato spessore, la teoria mostra che si deve superare un certo angolo di diffusione. Questa condizione è stata ottenuta da Chadwick e Mercier praticando qualche modifica al metodo di Chadwick per lo studio della diffusione delle particelle α. I risultati trovati per gli elementi pesanti concordano con quelli previsti dalla teoria. Negli elementi leggeri anche gli elettroni dell'orbita esterna contribuiscono come il nucleo alla diffusione delle particelle β. I bruschi cambiamenti di direzione che si osservano sulle tracce delle particelle β, talvolta di angoli superiori ad un angolo retto, sono casi di diffusione individuale.

L'ASSORBIMENTO DELLE PARTICELLE β DA PARTE DELLA MATERIA A causa della facilità con cui le particelle β sono diffuse, risulta difficile sia lo studio teorico che sperimentale dell'assorbimento. I percorsi delle particelle sono lunghi (circa 100 volte quelli delle particelle α) e grandi sono gli effetti della dispersione. L'effetto di diffusione è tale che, per esempio, con foglie d'oro il 50 per cento di un fascio di raggi β è "riflesso" dalla diffusione multipla. Esperimenti sull'assorbimento sono stati eseguiti con un apparecchio simile a quello della fig. 5, dove la sorgente è avvolta da spessori diversi della sostanza assorbente. Le curve trovate quando i raggi provenienti dalla sorgente sono assorbiti rispettivamente dalla carta, dall'alluminio, dallo stagno e dal platino, ecc., sono di forma

simile e le differenze si possono attribuire ai diversi effetti di diffusione crescenti con il peso atomico. Il punto estremo di ogni curva dà la misura del percorso della particella β. Si è trovato che tale percorso aumenta rapidamente con la velocità delle particelle.

Se si determinano i percorsi equivalenti delle particelle β con velocità diverse (espresse in termini di massa di sostanza assorbente per centimetro quadrato) nei diversi mezzi assorbenti, si trova che essi si dispongono su di una curva regolare. Da ciò si può concludere che, in prima approssimazione, il percorso della particella è dipendente dalla natura del mezzo assorbente. Tuttavia, ciò è vero solo in parte. L'assorbimento delle particelle β piú lente si può studiare mediante le lunghezze delle tracce ottenute in una camera a nebbia.

LA RIDUZIONE DELLA VELOCITÀ DELLE PARTICELLE β DA PARTE DELLA MATERIA La riduzione della velocità dei raggi β, prodotta nel passaggio delle particelle attraverso la materia, si può misurare col metodo della focalizzazione magnetica. Si può isolare una singola riga spettrale e si possono determinare le velocità delle particelle costituenti questa riga prima o dopo l'assorbimento, misurando il raggio di curvatura dovuto al campo magnetico usato per isolare la riga. Si è trovato che una riga sufficientemente "monocromatica" non solamente si sposta (riduzione della velocità), quando le particelle attraversano uno strato assorbente, ma anche si allarga. Per effettuare le misure si impiega il metodo fotografico della fig. 5, dove la sorgente è un filo reso attivo, nudo per metà della sua lunghezza e avvolto con un foglio per l'altra metà. Si ottengono due spettri, uno spettro spostato e uno spettro di confronto, che permettono di determinare con una fotografia la riduzione della velocità per tutte le righe. Se le diminuzioni osservate si rappresentano graficamente, in funzione del peso per centimetro quadrato di sostanza assorbente, si possono ottenere curve regolari che si approssimano a rette.

IL POTERE IONIZZANTE DELLE PARTICELLE β La ionizzazione prodotta da una particella si può misurare direttamente, valutando il numero delle goccioline individuali (ognuna formata attorno ad un singolo ione) in una traccia di una particella β. Tali misure mostrano che nei diversi

gas la ionizzazione *specifica* è approssimativamente proporzionale al *numero degli elettroni esistenti nella molecola del gas* e, per esempio, nell'ossigeno è otto volte quella nell'idrogeno. Al di sotto di una velocità critica, come è lecito attendersi, le particelle β sono completamente incapaci di ionizzare, ma al di sopra di tale velocità la ionizzazione aumenta rapidamente fino ad un valore *massimo*. Dopo aver raggiunto il massimo aumentando la velocità, il grado di ionizzazione *cade* ad un valore *costante*. La ionizzazione massima ha luogo ad una energia di circa 1000 eV: si formano piú di 1000 ioni per centimetro nell'aria, in condizioni normali di pressione e temperatura. In tali condizioni, le particelle β dotate di altissima velocità producono solamente cinquanta ioni per centimetro.

CATTURA *K* Un processo chiarito recentemente, che in un certo senso è l'inverso del decadimento β, è stato chiamato cattura *K*.

È apparso evidente che in certi casi i nuclei possono realmente catturare uno dei propri elettroni extranucleari dello strato *K* e produrre cosí un isobaro; infatti un nucleo di massa M_1 e carica $Z+1$ si trasforma in un nucleo di massa M_2 (press'a poco uguale a M_1) e carica Z. Tuttavia, poiché l'assorbimento di un tale elettrone condurrebbe ad una violazione della conservazione dello *spin* del nucleo, ne consegue che vi deve essere una emissione simultanea di un neutrino, per mantenere l'equilibrio dello *spin*. Inoltre ogni differenza tra le masse (M_1+m) e M_2 è largamente compensata dall'energia del neutrino (m è la massa dell'elettrone). Perché questo processo avvenga deve essere vinta l'energia di legame dell'elettrone nello strato *K* e ciò appare evidente nella relazione di equilibrio dell'energia.

Il calcolo mostra che la probabilità di una cattura *K* è dello stesso ordine di quella di una disintegrazione β ad alta energia e supera quella di una disintegrazione β a bassa energia. Il processo è difficile da osservare direttamente, ma esso si palesa per il fatto che l'atomo interessato è in condizione di irradiare le linee *K* del suo *spettro di raggi X*, mediante il riempimento del posto vacante nello strato *K* da parte di elettroni di livelli piú alti. Ciò è stato infatti osservato. Indicheremo piú avanti come sia possibile provocare artificialmente la

radioattività nella maggior parte degli atomi. Si è osservato che il gallio radioattivo ^{67}Ga subisce una cattura *K* e si trasforma in zinco ^{67}Zn. Quest'ultimo irradia immediatamente uno spettro di raggi X, che è stato identificato in modo certo come quello dello zinco, confermando in tal modo l'esattezza dell'interpretazione del meccanismo della cattura *K*.

Si è osservato che la cattura *K* può spiegare alcune anomalie nelle distribuzioni di abbondanza di certi isotopi. Consideriamo, per esempio, i gas inerti. In natura, l'abbondanza assoluta decresce costantemente dall'elio al neon, al cripton e allo xenon all'incirca con la seconda potenza di 10. L'argon (con isotopi 40, 36, 38) è *anomalo*, benché gli isotopi 36 e 38 rientrino nello schema, perché l'^{40}A supera di 300 volte la normalità. La spiegazione è che probabilmente l'^{40}A si è formato dal potassio per cattura *K*. Il potassio è molto abbondante e da lungo tempo si sa che vi è un suo isotopo raro (con abbondanza 1/8600) di massa 40, che emette spontaneamente radiazioni β. Ciò ha due conseguenze: *a*) una cattura *K* da parte di questo isotopo instabile ^{40}K conduce all'^{40}A ed aumenta cosí grandemente la sua abbondanza, *b*) la trasformazione β spontanea del ^{40}K, durata un lungo periodo di tempo, ha trasformato questo potassio instabile nel prodotto stabile ^{40}Ca. È noto che l'abbondanza di ^{40}Ca è anormalmente alta in confronto a quella degli altri isotopi del calcio. Vi sono altri esempi di anomalie spiegate dal meccanismo della cattura *K*.

16.
I raggi gamma

I RAGGI γ Le radiazioni γ furono scoperte qualche tempo dopo che era stata accertata l'esistenza dei raggi α e β. La proprietà rilevante che essi presentano è il loro grande potere di penetrazione anche nella materia densa. Gli effetti della corrispondente ionizzazione sono relativamente piccoli, sebbene i raggi fossero stati dapprima scoperti per le loro proprietà ionizzanti. Fu osservato che anche uno schermo di ferro di 30 cm non riusciva ad arrestare una certa radiazione proveniente da corpi radioattivi; questa radiazione penetrante non poteva essere deviata dal piú forte campo magnetico di cui si disponeva e ciò fece pensare che tale radiazione non consistesse di particelle cariche. La radiazione si comportava come si trattasse di raggi X di lunghezza d'onda estremamente corta, l'alto grado di penetrazione indicava che la lunghezza d'onda era molto *piú piccola* anche di quella dei piú duri raggi X conosciuti. Si trovò che questi raggi γ impressionavano una lastra fotografica e che se erano sufficientemente intensi potevano produrre la fosforescenza su di uno schermo fluorescente.

LA LUNGHEZZA D'ONDA DEI RAGGI γ Se i raggi γ sono onde elettromagnetiche di lunghezza d'onda cortissima, dovrebbe essere possibile misurare la loro lunghezza d'onda usando un cristallo come reticolo di diffrazione, precisamente com'è stato fatto con i raggi X. Rutherford e Andrade furono i primi ad applicare questo sistema, usando un semplice ed efficace metodo (fig. 1). Ma in questi esperimenti sorsero difficoltà a causa dell'angolo limite, che è solamente dell'ordine di alcuni

gradi, perché la lunghezza d'onda è estremamente piccola. Nella figura 1, *A* è la sorgente della radiazione γ e *BC* un grande cristallo di salgemma. In *DE* è posta una lastra fotografica. I raggi provenienti da *A* colpi-

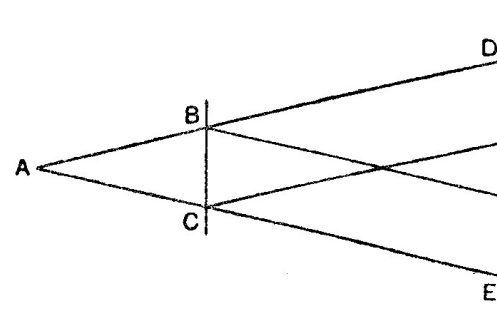



Figura 1

scono *BC* sotto tutti gli angoli d'incidenza, ma per certi angoli avrà luogo un rafforzamento, come nel caso del metodo del cristallo per i raggi X. Queste regioni dove si osservano rinforzi, i quali costituiscono effettivamente delle righe spettrali, appaiono come zone annerite sulla lastra fotografica. Dalle posizioni delle righe e dalle distanze reticolari note degli strati atomici nel cristallo di salgemma, si possono calcolare le lunghezze d'onda dei raggi γ. Se le radiazioni non sono omogenee, ogni lunghezza d'onda sceglie automaticamente l'angolo adatto per la riflessione.

Piú tardi i ricercatori hanno adottato per misurare i raggi γ il metodo del cristallo mobile usato per i raggi X. Le radiazioni provenienti da una intensa sorgente passano fra una coppia di placche di circa 50 cm di lunghezza. Le placche sono mantenute ad una differenza di potenziale di parecchie centinaia di volt in modo che i raggi β emessi dalla sorgente vengano allontanati. Quando viene impiegata una intensa sorgente di raggi γ, la distanza fra questa e la lastra fotografica si può aumentare fino a circa 150 cm, in modo da ottenere una dispersione piú elevata. Un grande cristallo di salgemma viene fatto oscillare lentamente (2° in 24 ore). Alcune sorgenti presentano piú di 40 righe nella radiazione γ emessa. Le lunghezze d'onda osservate variano ampiamente, e quelle delle radiazioni γ provenienti dal RaB e dal RaC si estendono da 1323 a 16 U.X.

(La U.X. o unità X, è la millesima parte di un ångstrom, cioè 1×10^{-11} cm.)

Vi sono quattro metodi distinti coi quali si possono studiare in generale le radiazioni γ, cioè il metodo della riflessione su di un cristallo, il metodo dell'assorbimento, il metodo degli spettri degli elettroni secondari eccitati e infine il metodo degli spettri dei raggi β naturali. Il metodo della riflessione su di un cristallo ha solamente una applicazione molto limitata poiché esso richiede sorgenti molto intense. Il metodo dell'assorbimento fornisce pochissime notizie in merito alla lunghezza d'onda. Nel metodo degli elettroni eccitati, i raggi γ si fanno cadere su di un foglio di metallo e vengono misurate le velocità degli elettroni espulsi, dalle quali possono essere calcolate la lunghezza d'onda delle radiazioni γ eccitanti. Anche questo metodo richiede intense sorgenti. Siccome gli spettri dei raggi β naturali dei corpi radioattivi hanno origine dalla conversione della radiazione γ, un'analisi dello spettro dei raggi β permette di dedurre le lunghezze d'onda dei raggi γ. Questo metodo ha un'applicazione molto generale. Dapprima viene determinata l'energia di una riga di radiazione β, e poi la riga è identificata con un dato livello elettronico dell'atomo. Allora l'energia di assorbimento, conosciuta per questo livello, viene sommata all'energia osservata della particella β, proveniente dal livello, e si ha cosí l'energia della radiazione γ eccitante ($h\nu$).

L'ASSORBIMENTO E LA DIFFUSIONE DELLE RADIAZIONI γ La riduzione nell'intensità che si produce quando un fascio di raggi γ attraversa la materia, è in parte provocata dalla diffusione e in parte dall'assorbimento. Se la radiazione è monocromatica, il vero assorbimento obbedirà ad una legge logaritmica. Allora l'intensità, dopo il passaggio attraverso ad una sostanza di spessore x, diverrà $E = E_0 \exp[-\mu x]$, dove μ è chiamato coefficiente d'assorbimento. La maggior parte delle radiazioni γ è eterogenea, ma, se vengono posti davanti alla sorgente spessori sempre maggiori di sostanza assorbente, si raggiunge un punto nel quale i raggi piú molli sono tutti eliminati e rimane solamente la radiazione piú dura. Questa è monocromatica, e gli esperimenti mostrano che essa presenta un vero assorbimento esponenziale. Questo può essere estrapolato fino a zero e per sottrazione si può ottenere l'esponenziale della componente immediatamente seguente in ordine di durezza. Questo procedimento si può ripetere, in modo simile a quello usato da Bragg nel separare gli effetti dovuti alla ionizzazione delle particelle α in casi complessi, e cosí si può calcolare una serie di coefficienti di assorbimento per i singoli componenti di una radiazione γ complessa, ma il metodo non è molto attendibile, poiché l'effettivo potere risolvente è basso. Tuttavia questo procedimento ha rivelato il fatto che la radiazione γ totale consiste di raggi duri, intermedi e molli emessi dal nucleo, insieme con alcuni raggi X caratteristici del sistema elettronico esterno dell'atomo radioattivo. Questi raggi X caratteristici hanno origine dalla interazione dei raggi γ del nucleo col sistema elettronico dell'atomo, attraverso il quale passano dopo aver lasciato il nucleo.

Quando i raggi γ sono diffusi dagli elettroni, una parte della radiazione diffusa subisce un cambiamento di lunghezza d'onda in accordo con l'effetto Compton. Questo fatto complica le ricerche. Molti tentativi teorici sono stati compiuti per ricavare la legge della diffusione; la legge di Klein e Nishina è in generale applicabile. Tutte le teorie proposte suppongono che ogni elettrone in un atomo abbia la stesso effetto di diffusione, in modo che si calcola un coefficiente di diffusione per elettrone. La diffusione dell'atomo intero si suppone sia Z volte questo, dove Z è il numero atomico.

La determinazione dei valori assoluti dei coefficienti di assorbimento è difficile; ciò è dovuto in parte alla natura non monocromatica delle radiazioni e in parte al fatto che l'effettiva ionizzazione non dipende solamente dall'intensità, ma anche dalla lunghezza d'onda. L'osservazione fornisce la prova che la diminuzione che si produce nell'intensità col passaggio dei raggi attraverso gli elementi *leggeri* è dovuta quasi completamente alla diffusione, poiché è molto poco frequente l'assorbimento fotoelettrico vero di un quanto γ. Per gli atomi *pesanti* l'assorbimento fotoelettrico per elettrone si può misurare sottraendo la diffusione per ogni elettrone (determinata con gli elementi leggeri) dalla riduzione totale osservata nella intensità.

Gli esperimenti sulla *direzione* delle radiazioni diffuse mostrano che la diffusione in avanti predomina. Inoltre, in accordo con le leggi del-

l'effetto Compton, piú grande è l'angolo di diffusione, piú molle risulta la radiazione diffusa.

I raggi γ non sono prodotti solo spontaneamente dai corpi radioattivi, ma si possono anche ottenere per urto. Quando i raggi β colpiscono gli atomi, viene emessa una radiazione γ continua, l'entità della quale aumenta con il peso atomico della sostanza urtata. Le particelle α possono anche produrre dei raggi γ per urto nucleare.

L'energia emessa sotto forma di raggi γ nelle trasformazioni radioattive del radon e dei suoi prodotti di breve periodo è solamente il 7 per cento circa dell'energia totale che partecipa alla trasformazione. Questo fu dimostrato da Rutherford e Robinson, i quali misurarono il calore prodotto dall'assorbimento dei raggi α e β per mezzo di un calorimetro a pareti *sottili* che, essendo praticamente trasparente alle radiazioni γ, ne permetteva il passaggio. Poi le misure del calore furono ripetute con un calorimetro a pareti spesse il quale assorbiva una frazione nota di raggi γ.

L'ATTO DI EMISSIONE DEI RAGGI γ I raggi γ sono emessi *ordinariamente* da quegli atomi i quali presentano pure l'emissione dei raggi β ed è importante determinare se l'atto dell'emissione della radiazione γ ha luogo *prima o dopo che l'elettrone prodotto nella disintegrazione ha lasciato il nucleo*. Un metodo per deciderlo è il seguente. In uno spettro di raggi β, si distinguano due gruppi di righe originate, per esempio, dai livelli *K* e *L* degli elettroni esterni. La differenza dell'energia di queste righe è la differenza fra le energie di assorbimento dei livelli *K* e *L*. Tuttavia, questa differenza fra le energie di assorbimento *K* e *L* si può determinare per ogni atomo dallo spettro dei raggi X, il quale mostra che la differenza *K-L non* è la stessa per l'atomo generatore e per l'atomo prodotto dalla disintegrazione. Le misure sullo spettro dei raggi β mostrano che il raggio γ (che produce lo spettro dei raggi β per conversione) è emesso solamente *dopo* che il nucleo generatore si è trasformato, cioè dopo che l'elettrone di disintegrazione è stato emesso.

Un metodo di ricerca diverso, che conduce allo stesso risultato, si ottiene con lo studio dei raggi X secondari, che accompagnano una disintegrazione, secondo il meccanismo seguente. Lo spettro a righe dei raggi β

viene prodotto dalla espulsione degli elettroni esterni, a causa della conversione interna dei raggi γ negli stati *K, L, M*,... Ne segue che un elettrone può ricadere in uno di questi stati vuoti dopo l'emissione della particella β e, cosí facendo, provoca l'emissione di una riga dello spettro caratteristico dei raggi X. Se si misura la lunghezza d'onda di questa riga, si può determinare il numero atomico dell'atomo emittente. Rutherford e Wooster applicarono questo metodo alle righe *L* dello spettro dei raggi X del RaB, usando il metodo del cristallo per la determinazione della lunghezza d'onda, e trovarono che il numero atomico al quale corrispondevano le righe era 83. Siccome il RaB si disintegra da un atomo di numero atomico 82 in uno di numero atomico 83, si dimostrò che il raggio γ veniva emesso *dopo la disintegrazione*.

Il fatto che i raggi γ sono emessi dopo che l'elettrone di disintegrazione è stato espulso, implica che la perdita dell'elettrone ha lasciato il nucleo in uno stato eccitato con una eccedenza di energia rispetto a quella richiesta per l'equilibrio. Dopo un intervallo di circa 10^{-14} s il nucleo ritorna in uno stato piú stabile e in tale ritorno emette l'eccesso di energia sotto forma di un quanto di radiazione γ. Ellis per primo suggerí che le diverse frequenze nella radiazione γ, emessa da una sostanza radioattiva, possono essere spiegate con l'ipotesi dell'esistenza di diversi livelli energetici nel nucleo.

LIVELLI DI ENERGIA DEI NUCLEI La prima chiave per lo studio dei livelli nucleari risiede nelle semplici relazioni additive trovate nelle frequenze misurate dei raggi γ, emessi da alcuni dei corpi radioattivi. Queste relazioni richiedono l'esistenza di transizioni fra i livelli eccitati entro il nucleo, un fatto che può anche essere dedotto dalle strutture fini osservate nelle particelle α. Il ThC″ costituisce un esempio eccellente dei tipi dei livelli di eccitazione che si incontrano. La disintegrazione del ThB dà luogo al ThC, il quale poi emette una particella α con produzione di ThC″ che ha una attività γ. Le particelle α emesse dal ThC presentano una struttura fine, e in base a ciò, insieme con le relazioni additive esistenti nelle frequenze dei raggi γ del ThC″, si può costruire un gruppo di livelli nucleari.

I livelli energetici dedotti per il ThC″ sono illustrati nella figura 2.

I livelli, e i loro valori energetici, sono rappresentati con righe orizzontali; le righe verticali rappresentano le transizioni fra i livelli che dànno origine ai raggi γ. Una transizione ha luogo, quando il nucleo passa da

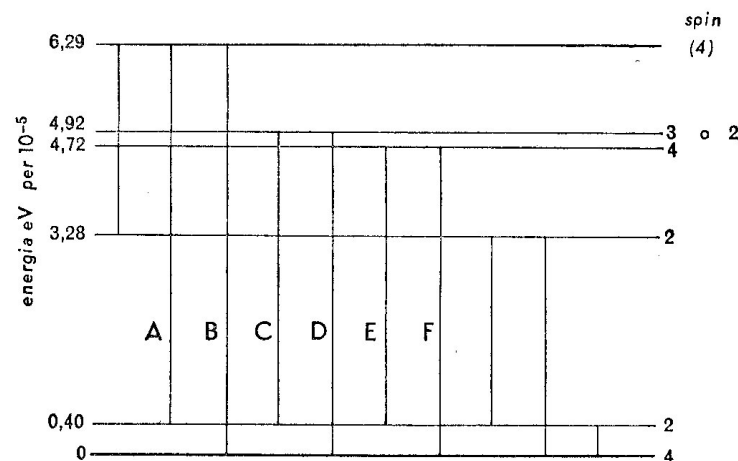



Figura 2

uno stato eccitato ad un altro (lo stato normale va incluso fra questi). È evidente che si verificheranno diverse relazioni numeriche, per cui, per esempio, la differenza di energia fra le righe *A-B* è uguale a quella fra *C-D* e fra *E-F*, mentre quella fra *C-E* è uguale a quella fra *D-F*, ecc. Questa disposizione dei livelli è analoga allo schema dei termini trovato negli spettri ottici e negli spettri dei raggi X. È stato possibile collegare le osservazioni con considerazioni teoriche concernenti gli *spin* dei nuclei e si può mostrare che gli *spin* associati con i rispettivi livelli energetici dànno luogo ad una regola di selezione. Come risultato di ciò, sono permesse solo certe transizioni, come si deduce dal grafico dei livelli del ThC″.

Si vede che le dieci energie osservate dei raggi γ richiedono solamente sei livelli energetici per costituire un sistema di termini. Questi stessi livelli spiegano anche con successo la struttura fine delle particelle α associate. Ellis ha mostrato che le cinquantotto righe osservate nei raggi γ del RaC′ si possono ricavare dalle transizioni fra ventiquattro livelli energetici. In tutti i casi i livelli energetici entro il nucleo sono stati

quantizzati, e il ritorno del nucleo allo stato normale con la emissione di un quanto γ, è analoga all'emissione di una riga nello spettro ottico o nello spettro a raggi X per un atomo eccitato. L'esistenza di questi livelli nucleari ha un evidente importante influenza sulle teorie della struttura nucleare.

GLI EFFETTI GENERALI DELLA DISINTEGRAZIONE DI UNA PARTICELLA β

Possiamo ora riassumere gli effetti secondari che avvengono quando una particella β viene emessa da un nucleo e questa emissione è seguíta da una radiazione γ. In generale le particelle β nucleari vengono emesse sotto la forma di uno spettro *continuo*, cioè esse hanno velocità variabili. Questo fatto è stato spiegato supponendo l'esistenza del *neutrino*. Il nucleo, quando viene lasciato in una condizione di instabilità, dopo l'uscita della particella β, ritorna in uno stato piú stabile e l'energia eccedente viene irradiata *come un raggio* γ. Questo può avvenire in diversi modi e ne segue che l'emissione γ totale, da parte di un grande numero di atomi, *non è monocromatica*, ma consiste di diverse lunghezze d'onda collegate alle energie di eccitazione.

Alcuni dei raggi γ, nel loro passaggio attraverso il sistema degli elettroni esterni dell'atomo che li ha irradiati, espellono elettroni ad alta velocità dagli strati K, L, M, ecc. e questi costituiscono gli elettroni che dànno origine allo *spettro a righe dei raggi* β. Siccome i raggi γ possiedono ognuno un'energia definita e siccome è necessaria una determinata quantità di energia (l'energia di assorbimento) per liberare ogni elettrone K, L, M, ecc., l'energia di ogni elettrone secondario è definita, poiché essa corrisponde alla differenza fra l'energia del raggio γ incidente e quella di assorbimento. È questo fatto che dà luogo ad uno spettro a righe definito e non ad uno spettro continuo. L'atomo, avendo emesso un elettrone (o forse diversi elettroni) dagli strati K, L, M, ecc., è ora in uno stato che gli permette di irradiare una riga del suo spettro caratteristico dei raggi X. Una ulteriore complicazione di minore importanza può sorgere dalla possibile conversione interna di questo spettro caratteristico dei raggi X entro l'atomo, e il risultato consiste nella produzione di un debole spettro a righe di raggi β secondari, le energie dei quali sono considerevolmente piú basse di quelle dovute ai raggi γ primari.

17.

La rivelazione delle particelle atomiche singole

Le tecniche moderne si sono talmente sviluppate al di là di quelle dei primi ricercatori nel campo della radioattività, che è oggi relativamente facile rivelare particelle atomiche *singole*. Le particelle α hanno una energia tale che anche i primi ricercatori poterono rivelare particelle singole. L'energia cinetica di ogni particella α può essere circa 10^{-5} erg. Ciò corrisponde all'energia che acquisterebbe un elettrone con una caduta di potenziale di circa 7 milioni di volt. Sono stati ampiamente sviluppati cinque metodi per rivelare particelle singole, classificabili in metodo elettrico, ottico, della camera a nebbia, della camera a bolle e fotografico. Esistono oggi molte varianti del metodo elettrico. Alcune di queste tecniche saranno esaminate qui di seguito.

CAMERE A IONIZZAZIONE Particelle α singole possono produrre all'incirca un massimo di 2×10^5 coppie di ioni nel loro cammino attraverso l'aria prima di essere effettivamente fermate. Ogni ione ha una carica di circa $4{,}8\times10^{-10}$ u.e.s., cosicché si genera una quantità totale di elettricità dell'ordine di 10^{-4} u.e.s. Se una particella α è assorbita in una camera di ionizzazione poco profonda, questa piccola quantità di elettricità può essere rivelata. Questa camera di ionizzazione senza alcun meccanismo di amplificazione opera effettivamente nella regione *A* della curva corrente-tensione mostrata nella figura 7 (cap. 1).

Se la camera è poco profonda si può registrare l'entrata di particelle α fino ad un numero di 10^4 al secondo. Si hanno oggi sorgenti radioattive che emettono un numero di particelle ben superiore a questo e per stu-

diarle viene usato un circuito elettronico *scaler* (demoltiplicatore di impulsi) a valvole. Questi circuiti ricevono e registrano un'impulso ogni due impulsi che arrivano, o uno ogni multiplo di due, cioè uno ogni 2, 4, 8, 16, ..., 128 ecc. Sono stati progettati *scaler* che selezionano una particella su dieci, cosí il numero delle particelle registrate può essere contenuto nella capacità della camera di ionizzazione.

Sono stati progettati oggi circuiti chiamati *analizzatori di impulsi* che possono anche selezionare le intensità degli impulsi. Un circuito di questo tipo esclude gli impulsi piú deboli dovuti alle radiazioni β e γ, mentre conta gli impulsi delle particelle α secondo la loro energia e secondo il loro numero. Cosí le particelle α emesse simultaneamente da una miscela di sostanze radioattive possono essere risolte nei loro gruppi separati e studiate senza separare gli atomi emittenti. Per la rivelazione delle radiazioni β un elettroscopio sensibile a filo può essere accoppiato ad una camera a ionizzazione e il movimento del filo osservato con un microscopio. In questo caso non si registrano singole particelle, ma si misura l'effetto totale di molte.

Per la rivelazione della radiazione γ la camera a ionizzazione è riempita con un gas pesante (CCl_2F_2) ad alta pressione poiché questo gas assorbe bene la radiazione γ.

Le camere a ionizzazione sono usate per studi molto diversi e se ne sono costruite di molti tipi. La velocità di risposta può essere aumentata dividendo la camera per mezzo di una griglia carica. Le camere a ionizzazione possono essere adattate per la rivelazione di particelle α, particelle β, e raggi γ. Per la rivelazione della radiazione γ la camera è di solito riempita con un gas che reagisce con la radiazione γ per produrre fotoelettroni o altre particelle ionizzanti a seconda dell'energia del raggio γ che deve essere rivelato. Un'importante applicazione della camera a ionizzazione si ha nel suo uso per la rivelazione dei *neutroni*. Queste particelle, come già indicato nel paragrafo che riguarda gli isotopi, entrano a far parte di tutti i nuclei (eccetto il nucleo dell'idrogeno). Essi possono essere emessi dai nuclei e sono di considerevole importanza come proiettili in certi studi (che discuteremo piú dettagliatamente in seguito). La rivelazione dei neutroni fa sorgere subito una difficoltà in quanto *essendo privi di carica non producono ioni al loro passaggio.*

Come fa allora una camera a ionizzazione a rivelare neutroni? La risposta è che i neutroni interagiscono con certi elementi, di cui il boro è un esempio, e la reazione porta all'emissione dal boro di una particella ionizzante energica. Se dunque le pareti di una camera a ionizzazione sono rivestite di un composto di boro, o se la camera viene riempita con un composto volatile del boro come il trifluoruro di boro, il passaggio di un neutrone può portare all'emissione di una particella α da un atomo di boro e ciò produce una ionizzazione sufficiente per permetterne la registrazione.

CONTATORI PROPORZIONALI La corrente totale di ionizzazione prodotta dalla maggior parte delle particelle è così debole che risulta conveniente un'amplificazione. Ritornando alla figura 7 (cap. 1) si vede che la curva corrente-tensione in un gas ha una regione che segue la regione piatta *A* (cosa che dipende soltanto dal potenziale applicato), mostrata nel diagramma come regione *B*. Questa è una regione dove l'incremento di ionizzazione è proporzionale quasi linearmente alla tensione, regione che fu agli inizi studiata da Townsend nelle prime ricerche sulle scariche a scintilla. Si ritiene che l'incremento di corrente in questa regione sia dovuto alla produzione di una valanga di ioni, che hanno origine dalla particella singola che entrando produce le collisioni. Queste valanghe sono spesso chiamate sciami di Townsend. Nella regione *B* si può raggiungere un'amplificazione per un fattore che giunge fino a 10^6 volte il numero di ioni originariamente creato dalla particella che arriva. In questa regione di amplificazione lineare *l'impulso di corrente che viene registrato è praticamente proporzionale al numero delle particelle entranti e anche al numero di ioni che ogni particella entrante crea.* Pertanto una camera a ionizzazione che opera in questo modo produce correnti che indicano il numero di particelle che entrano per secondo e questo in molte ricerche è di notevole utilità.

Siccome l'amplificazione è proporzionale, un impulso di corrente prodotto da una particella α è considerevolmente più grande di quello di una particella β. Allo stesso modo quello prodotto da una particella β è più grande di quello di un raggio γ. Ne segue che un rivelatore proporzionale è un mezzo utile per contare particelle α che siano emesse,

come può succedere, in presenza di particelle β o di raggi γ, dato che ognuna delle tre può ora essere distinta dall'intensità dell'impulso corrispondente.

IL CONTATORE DI GEIGER-MÜLLER Il rivelatore di particelle singole più largamente usato è il contatore di Geiger-Müller, una versione di alta sensibilità del contatore che fu per primo descritto nel 1908 da Rutherford e Geiger quando essi valutarono la carica portata da una particella α. Quest'ultimo è già stato illustrato nella figura 3 (cap. 14). Il contatore di Geiger-Müller è essenzialmente una camera a ionizzazione fatta per operare nella sezione *C* del diagramma corrente-tensione della figura 7 (cap. 1). Il contatore originale di Geiger-Rutherford non era uno strumento molto sensibile, in confronto alla variante assai più sensibile, realizzata nel 1928 da Geiger e Müller, per cui è quest'ultimo strumento ad essere universalmente impiegato. Esso opera nella regione instabile della figura 7 (cap. 1) e viene fatto di solito funzionare con circa 1200 volt applicati tra gli elettrodi, mentre la pressione del gas è opportunamente adeguata alle dimensioni del sistema affinché il potenziale sia vicino alla posizione d'instabilità richiesta.

Una forma semplice del contatore di Geiger-Müller è quella della figura 1. Questo tipo ha una stretta somiglianza col tipo originale di

Figura 1

Geiger-Rutherford, ma ci sono delle differenze importanti. Il filo centrale molto sottile è l'anodo. Il catodo è una guaina cilindrica di rame che si estende per tutta la lunghezza del tubo. Una particella può entrare in qualunque punto se è di potere sufficientemente penetrante da oltrepassare le pareti di vetro. È questo il caso delle particelle β e dei raggi γ. Per la rivelazione delle particelle di minor potere penetrante si usano dei tipi modificati, dotati di finestre d'entrata sottili.

La scarica che ha luogo all'entrata di una particella è *un effetto corona lungo l'intera lunghezza del filo,* indipendente dalla circostanza che la particella sia fortemente o debolmente ionizzante. Ciò a causa della posizione che si è scelta sulla curva di ionizzazione. Il conteggio delle particelle incidenti comincia soltanto oltre un certo valore di soglia della tensione applicata. Per ottenere misure precise si dovrebbe controllare la temperatura del contatore. Dopo che un contatore ha iniziato una scarica c'è un "tempo morto" che è sovente dell'ordine di 300 microsecondi. Una conoscenza del tempo morto è utile per permettere la correzione del numero di particelle contate, se si tratta di conteggio veloce.

La differenza funzionale essenziale tra il contatore proporzionale e il contatore di Geiger-Müller è che, mentre nel contatore proporzionale uno ione che entra produce nelle sue vicinanze una valanga di ioni, nel contatore di Geiger-Müller le valanghe che si formano si diffondono rapidamente lungo l'intera lunghezza del filo centrale. L'amplificazione non dipende allora dal potere ionizzante della particella incidente. Viene prodotta un'amplificazione dell'ordine di 10^8 e questa grande amplificazione porta a una corrente ionica sufficientemente grande da permetterle di essere registrata per semplice amplificazione termoionica. In molti sistemi si ottengono correnti che sono abbastanza grandi da far funzionare degli opportuni contatori meccanici.

Naturalmente è essenziale non operare nella parte superiore piú alta molto instabile della curva 7 (cap. 1), altrimenti l'entrata di una particella porterebbe a una scarica continua, che in tal modo impedirebbe la rivelazione delle particelle susseguenti. Nelle condizioni di pressione e tensione nelle quali il contatore viene usato, gli elettroni che si creano per collisione dentro il sistema, a causa della loro mobilità piú alta, raggiungono rapidamente il filo assiale carico positivamente, mentre gli ioni positivi piú pesanti non sono in grado di dirigersi con altrettanta rapidità al catodo esterno. Si viene cosí a formare una carica positiva spaziale, per cui il potenziale effettivo diminuisce mettendo fine alla scarica.

Il contatore è cosí sensibile che può di solito essere messo in funzione, quando sia propriamente adattato, da tutte e tre le radiazioni, α, β e γ.

Se allora si richiede di rivelare soltanto le particelle β, questo diventa facile dal momento che un semplice schermo metallico sottile escluderà tutte le particelle α assorbendole, permettendo la rivelazione delle sole radiazioni β e γ.

Si è trovato che una scarica una volta iniziata tende a diventare una scarica multipla perché si ha un'emissione di elettroni dalle pareti del catodo, in seguito all'urto degli ioni positivi che si precipitano sul catodo. In tali circostanze, se, come spesso capita, si richiede un rapido conteggio di un grande numero di particelle, si rende necessario un meccanismo di spegnimento che riporti rapidamente il sistema alla posizione neutra pronto a contare di nuovo la seconda particella dopo che la prima particella è stata registrata. Si è trovato che l'uso del gas argon mescolato con qualche vapore organico (alcool, per esempio) ha un'azione di autospegnimento dovuta alla differente ionizzabilità dei vari costituenti. Un altro sistema è quello in cui il circuito elettrico usato può essere adattato a spegnere la scarica. Il tempo di recupero, chiamato qualche volta tempo di risoluzione, può essere reso molto breve con questo mezzo: si possono cosí identificare e registrate con dei buoni contatori fino a 5000 particelle distinte al secondo. Oltre a ciò un contatore può essere combinato con circuiti *scaler*, col che si possono fare dei conteggi molto piú rapidi. Conteggi rapidi sono necessari quando si tratta di sorgenti di intensità molto alta. I tubi Geiger-Müller sono realizzati in una grande varietà di forme e di misure. Se ne sono costruiti con lunghezze da 1 cm a 100 cm e si impiegano principalmente per la rivelazione di radiazioni β e γ. Hanno una sensibilità che permette loro di rivelare una singola particella β o un singolo fotone γ.

Un metodo molto importante nell'uso dei contatori è quello di combinarne due o piú (sovente anche molti) in quelli che sono chiamati circuiti a coincidenza. Il passaggio di una singola particella ionizzante o radiazione penetrante attraverso due contatori separati, messi uno dietro l'altro in modo che la singola particella li attraversi entrambi, dà origine ad un impulso elettrico in entrambi i contatori. Questi impulsi sono praticamente coincidenti nel tempo. Si può realizzare un circuito elettronico tale che si abbia una registrazione soltanto quando entrambi i contatori, simultaneamente, registrano. Questo è un circuito

a coincidenza. Il metodo può essere esteso all'intera disposizione geometrica dei contatori, e una registrazione viene fatta soltanto quando *tutti* i contatori registrano *simultaneamente* un impulso. Tali particolari disposizioni hanno un grande numero di applicazioni. Due di questi contatori in linea formano *un telescopio* per la registrazione di una particella, che può essere orientato per rivelare la *direzione* di una particella incidente. Se due contatori hanno una foglia di piombo assorbente che li divide, possono solo registrare una coincidenza per una radiazione che è sufficientemente penetrante da passare attraverso il piombo, e con questo mezzo le radiazioni penetranti possono essere rivelate ed anche le loro direzioni possono essere conosciute. Con raggruppamenti corretti di contatori in circuiti di coincidenza, intieri sciami di particelle possono essere registrati, purché essi abbiano origine simultaneamente da un solo punto cosí da fare scattare tutti i contatori in gruppo nello stesso istante.

Molti raggruppamenti complessi sono stati progettati per studi particolari. Una variante impiega quello ch'è chiamato l'"anticoincidenza". In questi circuiti i membri di un gruppo di contatori sono connessi in modo tale che, quando essi si scaricano, il dispositivo di coincidenza non può registrare.

CONTATORI A SCINTILLAZIONE Poche tecniche hanno avuto un ritorno in auge cosí sorprendente, dopo essere cadute in disuso, come il metodo di scintillazione ottica per la rivelazione delle particelle atomiche. Cominciato da Crookes, il conteggio delle scintillazioni dovute alle particelle α esercitò una parte molto importante al principio della storia della radioattività. Con esso era possibile registrare e rivelare singole particelle α. La prima tecnica fu veramente molto semplice. Crookes aveva trovato che quando uno schermo era rivestito con certi cristalli inorganici, di cui il solfuro di zinco era un esempio particolarmente buono, l'irradiazione dello schermo con particelle α produceva uno scintillio luminoso debole ma distinto. Lo scintillio era di solito debole e veniva visto con apprezzabile chiarezza soltanto al buio. Quando questa superficie che scintillava fu esaminata con una semplice lente, si trovò che invece di uno scintillio continuo, la luminosità consisteva di punti di scintillazione distinti. Si fece la supposizione che ogni debole lampo, ogni punto di luce, era dovuto all'urto di una particella α col cristallo. E Rutherford e Geiger provarono nel 1908 che si trattava proprio di questo: infatti essi paragonarono il numero di scintillazioni viste con il numero di particelle α emesse dalla stessa sorgente e registrate con un altro contatore. Ciò permise di stabilirne l'identità. Si poteva cosí utilizzare un metodo semplice, ma nello stesso tempo efficace, per contare le particelle α una per una. Molte delle prime scoperte fondamentali nella radioattività e nella struttura atomica furono fatte con l'aiuto di questo strumento di conteggio estremamente semplice e tuttavia efficiente. I lampi che vengono prodotti sono molto deboli; era perciò necessaria una osservazione molto paziente in camere oscurate, e qualche volta lo sperimentatore doveva aspettare per un'ora o piú nell'oscurità totale, allo scopo di adattare i suoi occhi per ottenere una sensibilità sufficiente a registrare il debole lampo da una particella singola.

Questo metodo di scintillazione fu abbandonato in favore di altre tecniche, specialmente quando i contatori Geiger-Müller proporzionali ebbero raggiunto un completo sviluppo. Però, negli anni recenti questa vecchia tecnica è nuovamente ritornata in auge e sta ora assumendo una parte molto piú importante. Ciò fu dovuto al perfezionamento del tubo fotomoltiplicatore. Il tubo fotomoltiplicatore è una fotocellula altamente sensibilie. Si tratta di un sistema in cui la superficie fotosensibile è posta in un complesso tubo a vuoto che ha nel suo interno una successione di elettrodi, cui sono applicate tensioni acceleratrici dell'ordine di circa 150 volt per ogni elettrodo successivo. Quando un lampo di luce libera dei fotoelettroni dalla regione fotosensibile questi sono moltiplicati con un guadagno molto alto dal sistema di amplificazione illustrato nella figura 2.

L'apparecchio è un piccolo tubo, in cui si è fatto un vuoto spinto. La superficie *A* è fotosensibile, essendo ricoperta con materiale in grado di rispondere alla luce visibile. Anche un solo fotone incidente libererà un fotoelettrone. Dopo, e disposta in due file opposte ad intervalli alternati c'è una successione di elettrodi metallici *B*, *C*, *D* ... ecc., possibilmente almeno 16 in alcuni tubi ad amplificazione elevata. Tra ogni coppia *AB*, *BC* ecc. esiste un potenziale di circa 150 volt cosicché nel-

l'intero sistema si dovrà avere una caduta totale di potenziale di 2400 volt circa. Questa differenza di potenziale è fornita da un blocco rettificatore. Quando un fotone colpisce A, viene liberato un elettrone. Questo è

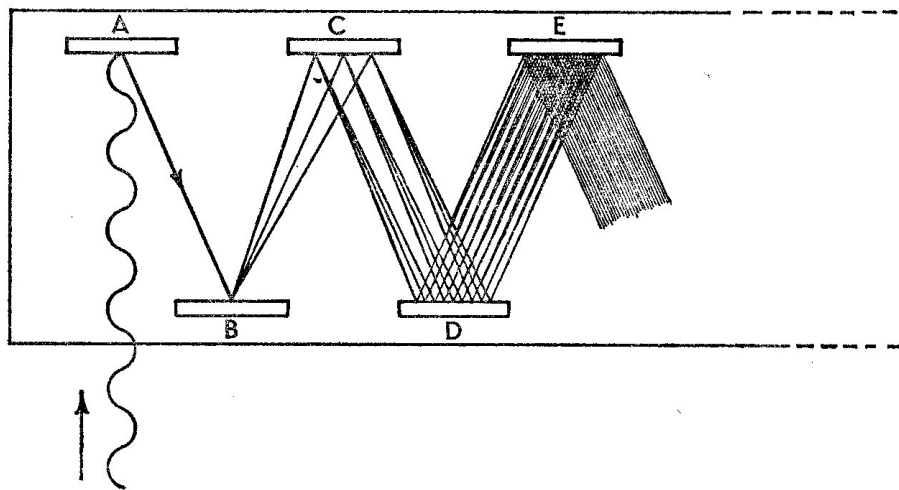



Figura 2

accelerato verso B ed acquista nell'attraversamento un'energia sufficiente a produrre nell'urto, per esempio, tre elettroni secondari. Ognuno di questi a sua volta è accelerato verso C dove ancora una volta si produce una moltiplicazione di questo tipo. La moltiplicazione degli elettroni per un fattore di 3 (in questo esempio ipotetico) è ripetuta a ciascuno dei 16 stadi. Cosí dal singolo fotoelettrone liberato in A ne sono prodotti non meno di 3^{16}, cioè circa 10^7.

Non soltanto esiste un'enorme amplificazione, ma a causa delle velocità degli elettroni e delle loro piccole dimensioni, l'intero processo di moltiplicazione ha luogo in meno di 10^{-8} secondi. Pertanto il tempo di risoluzione è estremamente breve e può essere ulteriormente ridotto sino ad essere di 10^{-9} secondi. Un tubo fotomoltiplicatore può contare fino a 10^6 scintillazioni al secondo.

Fin dall'inizio si accertò che i cristalli di solfuro di zinco non rispondevano alle particelle β o dai raggi γ ed erano sensibili soltanto alle particelle α. Questo fece sí che uno schermo al solfuro di zinco venisse

utilizzato come mezzo per isolare e studiare le particelle α in presenza di altri tipi di radiazione. Nel 1947 Kallman scoprí che c'è una differenza notevole nella risposta tra cristalli inorganici ed organici. Egli trovò che i cristalli organici ed alcuni liquidi organici scintillavano sia alle particelle β che alle radiazioni γ. Fu cosí che Kallmann progettò un contatore che usava un cristallo di antracene insieme a un fotomoltiplicatore. L'efficienza di questo sistema per la radiazione γ è considerevolmente superiore a quella del tubo di Geiger-Müller. Per far funzionare con successo questo contatore a scintillazione è essenziale una schermatura molto accurata dalla luce diffusa. Il limite della sensibilità del funzionamento è imposto dall'emissione termica di elettroni dalla superficie fotosensibile. Questa può essere diminuita sia col raffreddamento che con l'uso, come materiale per gli elettrodi, di una sostanza con un'alta funzione di lavoro termoionico.

CONTATORI A CONDUZIONE DI CRISTALLO Certi cristalli, come anche i gas, diventano conduttori se esposti alla radiazione. Van Heerden (1945) si serví per primo di questa proprietà per contare particelle e trovò che un cristallo di cloruro d'argento alla temperatura dell'aria liquida, posto tra due elettrodi, indicava una corrente di conduzione quand'era irradiato. Certi diamanti funzionano anche alla temperatura ambiente e rispondono sia alle particelle β che ai raggi α. Questi contatori non sono ancora stati usati largamente, pur essendo molto rapidi.

CAMERA A NEBBIA DI WILSON Probabilmente il metodo piú utile e proficuo nello studio, non soltanto delle particelle α e β, ma anche della sbalorditiva varietà di altre particelle trovata in molti altri campi della ricerca atomica, è la camera a nebbia di Wilson. Esempi delle tracce prodotte da particelle sono mostrate nella tavola 4. La tavola 4*b* mostra le tracce prodotte da una sostanza emittente particelle α. Ogni particella α produce una traccia lineare, dalla quale si possono ottenere considerevoli informazioni. Dal numero delle tracce si ha il numero registrato nel tempo dell'espansione. Poi è chiaro che le tracce sono raggruppate a seconda delle loro lunghezze e da queste si possono derivare le energie delle particelle. E ancora è possibile, dalle densità delle

tracce, giungere alla massa delle particelle. La tavola 4*a* illustra le tracce al passaggio di un fascio di raggi X e in esso si vedono le goccioline separate e ionizzate. Un ingrandimento maggiore rivela la densità delle goccioline nelle tracce nella 4*b*: si può dimostrare che questa densità dipende dalla massa delle particelle se le energie non sono troppo grandi.

Per una particella molto veloce che attraversi una camera ad espansione, gli ioni che sono prodotti formano una traccia quasi lineare. La traccia si allarga a causa della diffusione del gas. Due fattori contribuiscono all'allargamento della traccia. Uno è la diffusione degli ioni tra il tempo di creazione e la effettiva espansione che forma le goccioline, l'altro è la diffusione delle goccioline stesse dopo la formazione e prima di essere fotografate. Il peso delle goccioline è tale che la loro velocità di diffusione è piú piccola della diffusione degli ioni prima che le gocce siano precipitate. La sottigliezza delle tracce è pertanto largamente determinata dalla rapidità con cui il processo di condensazioni può essere realizzato dopo la formazione degli ioni. Con una camera in cui si operi irregolarmente può capitare che la particella ionizzante entri durante la supersaturazione e cosí si verifica un breve periodo di diffusione in cui si possono formare delle tracce molto sottili. Le goccioline di solito richiedono 1/10 di secondo per crescere e dato che la quantità di luce diffusa da una goccia è piccola, la fotografia non dovrà essere presa prima che le goccioline siano completamente cresciute. Come si vedrà dopo, una tecnica importante è *la camera a espansione controllata da contatori,* in cui il meccanismo di espansione è innescato dalla corrente dei contatori. In questi casi c'è un ritardo dell'ordine del 1/500 di secondo tra il passaggio della particella e la condensazione. Ciò produce tracce larghe circa 7/10 mm.

Un po' di diffusione nella traccia può essere utile, se le goccioline separate devono essere contate per la determinazione dell'intensità di ionizzazione.

Un campo elettrostatico all'interno della camera spazza via gli ioni dopo la loro formazione per preparare la camera ad una nuova registrazione. Per prevenire correnti vorticose di gas che portano alla distorsione della linearità delle tracce, un'azione smorzante è spesso introdotta disponendo un foglio di garza tra il pistone e la regione fotografata. Sono richieste sorgenti d'alta intensità particolarmente rapide e le tracce sono generalmente fotografate con due camere per avere una immagine stereoscopica, che permetta un'analisi tridimensionale delle dimensioni della traccia.

È utile raffreddare una sezione piú bassa della camera per evitare la condensazione sulle finestre, dovuta all'espansione.

Deviazioni nelle tracce che appaiono nelle camere a nebbia (tavola 4*c*) sono viste di solito vicino alla fine della traccia. Queste sono dovute alla collisione tra la particella ionizzante e il nucleo di un atomo e lo studio di tali collisioni ha avuto una parte sostanziale nella storia della fisica atomica. Il comportamento (curvatura) delle tracce, quando sono create in un campo magnetico, indica le cariche delle particelle e le loro energie. Molti processi di disintegrazione nucleare significativi e diversi sono stati rivelati da tali tracce, e un esempio che sarà discusso piú tardi è quello mostrato nella tavola 4*d*.

Uno sviluppo recente è stato l'impiego di camere a nebbia ad *alta pressione* che agiscono effettivamente come camere di dimensioni molto superiori. Queste camere hanno applicazioni molto importanti, specialmente in connessione con lo studio di tracce di particelle instabili.

Una camera che opera senza pistoni è stata progettata da Langsdorff. Questa ha nel suo interno un gradiente di temperatura che porta ad una continua situazione di supersaturazione, cosicché diventa possibile una registrazione continua. Questo apparecchio opera con successo quando è usato con idrogeno a circa 20 atmosfere di pressione. Il recipiente è largo alcuni metri ed offre cosí un volume di studio molto considerevole.

LA CAMERA A BOLLE Nel 1953 Glaser progettò e fabbricò la prima camera a bolle e questa è diventata ora uno dei tipi piú grandi e nello stesso tempo piú costosi di rivelatori di particelle usati. È particolarmente adatta allo studio delle reazioni prodotte dalle particelle ad alta energia create nelle grandi macchine acceleratrici di particelle, di cui in seguito verranno dati i dettagli. Nel rivelatore che chiamiamo camera a bolle la temperatura e la pressione sono regolate per un liquido puro

in modo tale da mantenerlo in uno stato di leggero surriscaldamento. In questa condizione esso ha tendenza a creare delle bolle. Si è trovato che, in adatte condizioni di temperatura e pressione, il passaggio di una particella ionizzante ad alta energia attraverso questo liquido produce la creazione di una catena di piccole bolle. Nel suo passaggio la particella ionizzante produce sia delle cariche locali sia un riscaldamento locale. Il risultato combinato del calore locale e della carica in una microregione porta alla creazione di una piccola bolla di vapore, dato che il liquido è già in uno stato di surriscaldamento. Il risultato è che una catena di bolle minute è prodotta lungo la traccia percorsa dalla particella. Se nel liquido della camera a bolle hanno luogo delle reazioni nucleari, allora naturalmente dei fasci di tracce divergeranno dal centro di collisione, esattamente come nella camera a nebbia di Wilson.

Proprio come nella camera a nebbia di Wilson, cosí nella camera a bolle, le tracce sono fotografate da un lampo di luce molto intensa della durata di pochi millisecondi. Non è però possibile far scattare la camera a bolle con una particella nella stessa maniera efficiente della camera a nebbia di Blackett controllata con un contatore. La condizione di surriscaldamento è normalmente provocata da un rapida diminuzione della pressione sul liquido, ed è necessario che passi circa un secondo perché si ristabiliscano le condizioni per un'altra esposizione.

Quando si studiò quali sarebbero stati i liquidi piú opportuni per questo strumento, si riconobbe subito che l'idrogeno liquido offriva dei grandi vantaggi. E questo prima di tutto perché l'idrogeno liquido consiste unicamente di protoni ed elettroni (cioè i costituenti dell'idrogeno). Il solo nucleo atomico presente nel liquido è pertanto il protone. Questo semplifica enormemente le interazioni della particella entrante e le caratteristiche di questa radiazione entrante possono perciò essere determinate molto piú facilmente di quanto sarebbero nel caso che fossero presenti altri nuclei bersaglio. Un materiale che può essere usato al posto di questo è l'idrogeno pesante, deuterio, liquido, dato che gli unici nuclei presenti in questo liquido sono i deutoni.

Ora nella camera a nebbia di Wilson, le particelle passano attraverso un gas e se hanno un'energia molto elevata possono passare con facilità e direttamente senza subire collisioni. Per cercare di ridurre

questa difficoltà fu sviluppata la camera a nebbia ad alta pressione di Wilson; essa lavora a pressioni dell'ordine di 30 atmosfere. Anche a queste pressioni la densità del gas è ancora relativamente piccola ed è utilizzabile solo un ristretto numero di atomi. Un liquido può essere anche piú di mille volte piú denso di un gas, in modo che le possibilità di collisione in un liquido sono di gran lunga maggiori. Questa è una delle ragioni principali per l'adozione delle camere a bolle a liquido.

Ma va considerato che nonostante la comodità dell'idrogeno liquido dal punto di vista della reazione nucleare, dal punto di vista della densità esso è molto meno adatto, poiché la densità dell'idrogeno liquido è molto bassa essendo soltanto 0,06 g/cm^3. Questo significa che in pratica si dovrà ancora usare una camera molto grande se è richiesto uno spazio adeguato per far sí che le particelle entranti abbiano modo di reagire. Inoltre la temperatura alla quale funziona la camera a idrogeno liquido è bassissima, essendo circa -245 °C. E cosí accade che per certe ricerche si usa una camera a bolle con CF_3Br liquido, poiché questo ha una densità di 1,5 g/cm^3 e può operare alla temperatura molto conveniente di 30 °C. Però ci sono, ovviamente, tre nuclei complessi distinti presenti in questo liquido.

Una tipica e moderna grande camera a bolle a idrogeno liquido può essere lunga 1,80 m ed avere 46 cm di dimensione trasversale. L'espansione necessaria a produrre surriscaldamento è normalmente raggiunta con una rapida connessione tramite valvole ad una camera a bassa pressione. Insorge una difficoltà a causa dell'indice di rifrazione molto basso dell'idrogeno liquido (1,09): esso è cosí vicino all'unità che la luce diffusa dalle gocce è molto poca. In conseguenza di ciò sono richieste delle condizioni molto particolari di illuminazione sul sistema.

È evidente che mantenere un volume cosí grande di idrogeno liquido in una condizione termicamente stabile richiede un notevolissimo impianto di refrigerazione e speciali accorgimenti per l'isolamento termico. Inoltre c'è un'altra difficoltà considerevole, poiché per analizzare le collisioni è necessario mantenere tutta questa grande camera refrigerata in un forte campo magnetico uniforme. Il campo necessario è dell'ordine di 20 000 gauss e per ottenerlo ci vuole un magnete che pesa molte

centinaia di tonnellate, con drastici dispositivi di refrigerazione dato che gli avvolgimenti del magnete devono essere aderenti alla camera che contiene l'idrogeno liquido.

Ci sono molti problemi tecnici ardui legati alla costruzione di una grande camera a bolle. È necessario poter vedere e fotografare quanto succede nella camera, e pertanto questa deve essere fornita di una finestra massiccia otticamente perfetta. La produzione delle finestre è un'operazione ottica importante, perché è necessario che esse abbiano un'area dell'ordine di un metro quadrato, che siano spesse circa 15 cm, e siano di qualità ottica molto alta, altrimenti le tracce fotografate andrebbero soggette a distorsione, e questo sarebbe disastroso durante il calcolo delle quantità di moto dalle curvature prodotte dal campo magnetico. Inoltre la finestra deve essere saldata alla camera a tenuta di gas, alla temperatura molto bassa dell'idrogeno liquido e non subire distorsioni per questo, un procedimento davvero tecnicamente molto difficile. Si aggiunga a tutto questo il fatto che l'idrogeno liquido è un esplosivo pericoloso che richiede speciali precauzioni e si capirà che una grande camera a bolle a idrogeno liquido dovrà essere uno strumento di dotazione molto caro, il cui costo infatti può arrivare a un miliardo e mezzo di lire o piú ancora. Una voce dispendiosa che dev'essere valutata seriamente è l'alto costo di esercizio, che può ammontare a non meno di due milioni e mezzo di lire al giorno.

Le bolle che si formano possono essere fotografate con successo quando non sono piú grandi di 1/5 di mm di diametro e le loro posizioni possono essere controllate con accuratezza. Cosí le lunghezze delle tracce e le loro curvature possono essere misurate con alta precisione.

18.

La radiazione cosmica: il positone

CENNO STORICO Lo studio dei raggi cosmici ha dimostrato di essere di un'immensa importanza e di un grande interesse scientifico, poiché ha contribuito ad aumentare considerevolmente la nostra conoscenza della struttura del nucleo dell'atomo ed è servito alla scoperta di molte nuove particelle, altrettanto fondamentali quanto gli elettroni, i neutroni e i protoni. L'origine dello studio di questa forma di radiazione risale alle prime osservazioni eseguite nel 1900 da Elster e Geitel e da Wilson sulla scarica residua degli elettroscopi. Questi ricercatori osservarono che gli elettroscopi presentavano sempre una piccola scarica residua, per quanto perfetto fosse il loro isolamento. La scarica si riduceva notevolmente quando gli elettroscopi erano schermati con lastre metalliche, e ciò dimostrava che la maggior parte della scarica è dovuta a qualche specie di radiazione esterna. Esperimenti eseguiti in laghi profondi mostrarono che la *maggior parte* di questa radiazione esterna proveniva da impurità radioattive di origine terrestre.

Queste prime ricerche non ebbero alcuno sviluppo fino al 1911, quando Hess osservò che la radiazione che produceva la scarica doveva diminuire considerevolmente, portando un elettroscopio ad una grande altezza in un pallone, *se tutta la radiazione proveniva dalla terra.* Per dimostrare questo fatto decisivo egli portò camere di ionizzazione con dei palloni a 5000 m di altezza. Come previsto, la ionizzazione cominciò dapprima a diminuire d'intensità e a 2000 m raggiungeva un minimo, ma poi avveniva un *aumento costante con l'altezza.* Per spiegare questo incremento è necessario supporre che qualche tipo di raggi penetranti giunga sulla terra dall'*esterno* e sia in parte assorbito dall'atmosfera,

presentandosi pertanto piú intenso a maggiori altezze. Hess osservò inoltre che l'intensità della radiazione incidente era la medesima durante il giorno e la notte, e anche durante una eclissi solare. Questo suggerí l'idea che il sole non fosse la sorgente di tali raggi e, siccome questi parevano giungere uniformemente dallo spazio esterno, furono chiamati *raggi cosmici*.

L'altezza alla quale può salire un pallone guidato da un uomo è limitata a 18 km circa, anche prendendo speciali precauzioni, e quindi, per estendere le osservazioni, Regener promosse e sviluppò il metodo di ricerca mediante i palloni sonda con strumenti autoregistratori, costruiti in modo da resistere agli urti, e piú leggeri possibile. Una parte molto considerevole di tali palloni viene recuperata e in tal modo sono state eseguite ricerche fino ad un'altezza di 30 km. Altezze molto maggiori sono state raggiunte con i razzi. Tutte le osservazioni dimostrano che un flusso costante di raggi ionizzanti piove sulla terra dallo spazio siderale.

L'ASSORBIMENTO DEI RAGGI COSMICI Molti ricercatori hanno contribuito alla misura dell'assorbimento dei raggi cosmici da parte dell'atmosfera. I risultati di tali ricerche sono illustrati nella figura 1, che descrive la variazione della ionizzazione rispetto alla pressione atmosferica. Siccome all'altezza di 30 km la pressione è ridotta a circa l'uno per cento di quella al livello del mare, la maggior parte dell'atmosfera è stata in effetti investigata: la ionizzazione raggiunge un massimo, poi comincia a cadere. Se diagrammata in funzione dell'altezza il massimo è piú evidente.

Sono stati eseguiti esperimenti anche a *profondità* d'acqua relativamente grandi. Regener misurò l'assorbimento dei raggi cosmici nell'acqua, affondando camere di ionizzazione robustamente costruite nel lago di Costanza a 280 m dalla superficie. A questa profondità la ionizzazione è tanto piccola che la camera deve essere dotata della massima sensibilità. Aumentando il volume della camera, maggiore è l'eventualità che essa sia colpita dai raggi ionizzanti. La camera di ionizzazione di Regener aveva una capacità di 39 litri ed era riempita di anidride carbonica alla pressione di 30 atmosfere, perché quanto piú grande è il numero degli atomi presenti per centimetro cubo nella camera,

tanto maggiore è la ionizzazione prodotta da ogni raggio cosmico.

L'intensità osservata in fondo al lago di Costanza è solamente l'uno per cento di quella alla superficie e circa 10000 volte piú debole di

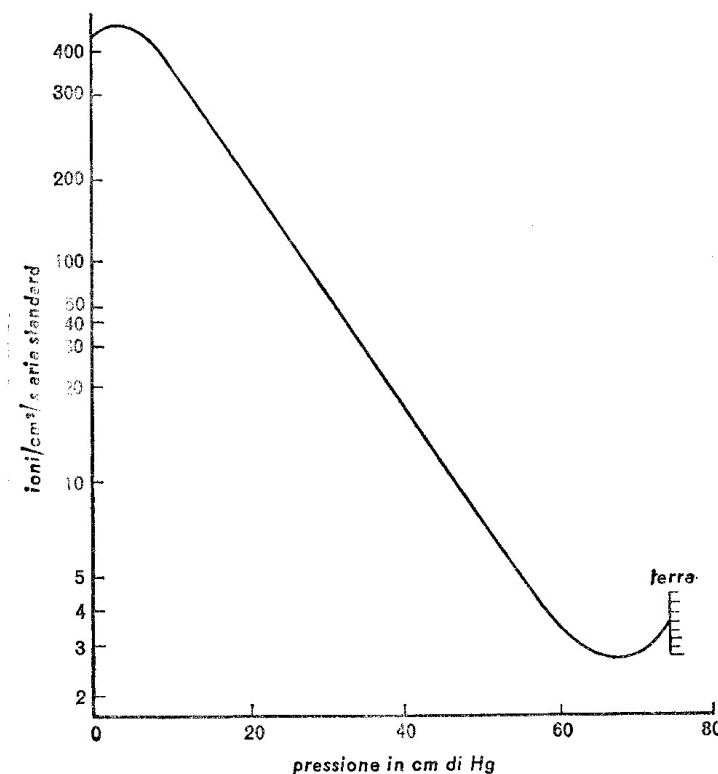



Figura 1

quella a 16 km al disopra del livello del mare. Piú tardi Clay e i suoi collaboratori hanno esteso le misure dell'assorbimento dell'acqua a 440 metri di profondità e in miniere a profondità equivalenti a 1000 metri di acqua, e anche in tali condizioni si manifestano ancora tracce di radiazioni. Il sorprendente potere penetrante dei raggi cosmici è evidente quando il grado di assorbimento viene confrontato con quello dei raggi γ molto duri. I raggi γ del ThC″, con una energia di 2,6 MeV vengono ridotti allo 0,5 per cento della loro intensità iniziale dopo il passaggio attraverso 1,5 metri di acqua, mentre i raggi cosmici, dopo

aver attraversato 280 metri d'acqua, hanno ancora l'intensità dell'uno per cento di quelli alla superficie. Il potere penetrante è tanto grande che è necessario ammettere che alcuni raggi abbiano energie superiori a 30 MeV. Si hanno altre prove che l'energia può essere ancora maggiore.

Esperimenti d'assorbimento al livello del mare rivelarono che la radiazione consisteva di una componente penetrante o *dura* e di una componente *molle*, che può essere assorbita da circa 10 cm di piombo. Al livello del mare la componente molle rappresenta circa il 20 per cento dell'intensità totale. Dato che l'assorbimento della radiazione ionizzante da parte dell'atmosfera corrisponde a quello di circa un metro di piombo, è evidente che la componente piú molle non può originarsi dallo spazio esterno, ma deve essere un prodotto secondario creato nell'atmosfera stessa e inoltre è continuamente assorbita dall'atmosfera.

LA DISTRIBUZIONE GEOGRAFICA DEI RAGGI COSMICI Solamente dopo che furono compiute numerose spedizioni in molte parti del mondo, si stabilí che l'intensità dei raggi cosmici variava con la latitudine geografica. Le ricerche di Compton e dei suoi collaboratori sono tipiche e illustrano la mole di lavoro compiuto per rilevare l'effetto. Nel 1933 Compton organizzò dieci spedizioni, ognuna delle quali misurò la radiazione in un gran numero di località fra le latitudini geografiche 46° S e 78° N. In ogni località d'osservazione, furono eseguite misure ad altezze comprese fra il livello del mare e 6000 metri. Alcuni dei risultati ottenuti nelle spedizioni sono illustrati nella figura 2. Ognuna delle tre curve presenta la variazione dell'intensità della radiazione cosmica con la latitudine geomagnetica (la latitudine riferita all'equatore magnetico). La curva inferiore è relativa al livello del mare, quella di mezzo ad un'altezza di 2000 metri, e quella superiore a 4360 metri. A *tutte* le altitudini la ionizzazione rimane costante dal polo fino al 49°; a questo punto vi è una *improvvisa caduta d'intensità* e la diminuzione continua fino all'equatore. Al livello del mare la caduta è del 12 per cento, ma a altitudini piú elevate è piú del 40 per cento.

Nelle spedizioni ora descritte furono impiegate camere a ionizzazione sulle montagne. In aggiunta a ciò, ricerche nella stratosfera furono fatte con palloni manovrati dall'uomo fino all'altezza di 18 km. In questo

tipo di ricerca, per la prima volta intrapresa da Piccard, gli osservatori debbono essere rinchiusi in una navicella ermeticamente chiusa. In un volo Cosyns fu trascinato attraverso l'Europa ad un'altezza di 12 km

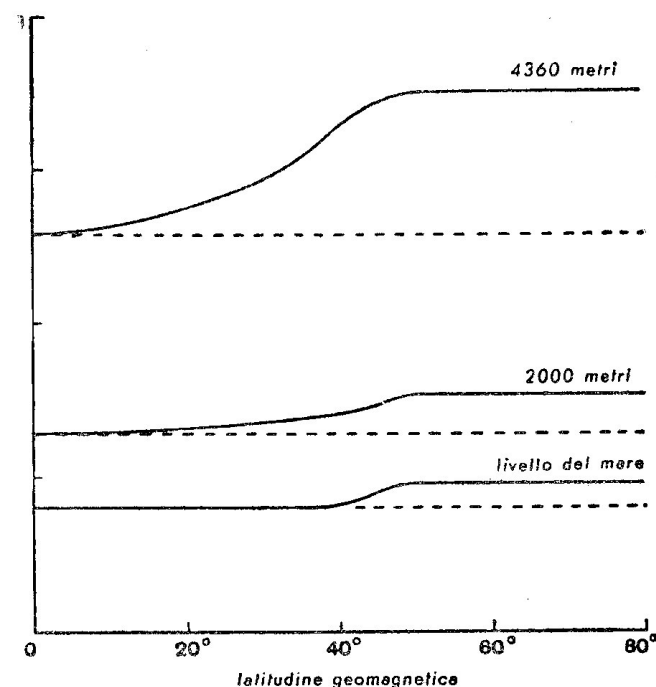



Figura 2

e trovò che l'intensità dei raggi cosmici rimaneva costante fino a 49° N e poi cadeva bruscamente, confermando le misure fatte coi palloni sonda e negli osservatori montani.

VARIAZIONI DELL'INTENSITÀ DEI RAGGI COSMICI Nei primi esperimenti, di scarsa precisione, si credette che la radiazione cosmica fosse costante nel tempo ed invero questa era una buona ragione per attribuire la loro origine allo spazio libero. Ulteriori ricerche hanno rivelato fluttuazioni secondarie. La curva di assorbimento della radiazione, determinata dalla penetrazione attraverso vari spessori di aria, acqua, terra, piombo, ecc., non è semplicemente esponenziale e, con uno schermo di

piombo dello spessore di 10 cm, è possibile eliminare una componente. La radiazione incidente è manifestamente composita e può esser divisa grosso modo in una componente molle e una componente dura. L'intensità della componente dura penetrante è rimasta praticamente costante durante gli anni di osservazione, ma la radiazione molle, meno penetrante, presenta le seguenti variazioni secondarie:

1) Sistematiche variazioni di intensità sono provocate dalle fluttuazioni della pressione e della temperatura dell'atmosfera. Questo effetto dipende semplicemente dal fatto che varia la massa d'aria presente sopra l'osservatore e quindi varia anche l'assorbimento.

2) Si riscontrano variazioni giornaliere periodiche con un massimo prossimo al mezzogiorno. Si è proposta la spiegazione che il sole ne sia responsabile, o per mezzo del suo campo magnetico o per mezzo del suo contributo alla radiazione cosmica totale del mondo.

3) Vi è una debole variazione nel tempo siderale che può essere dovuta alla rotazione della Galassia.

LE TECNICHE SPERIMENTALI DI MISURA Gli studi sui raggi cosmici si servono dei metodi già discussi in relazione alla rivelazione di singole particelle. Il primo metodo usato, la camera a ionizzazione, dà soltanto informazioni limitate. Il secondo metodo comporta l'ampio uso dei contatori Geiger, sia singoli che multipli, e anzi in alcuni esperimenti si fece uso di gran numero di contatori disposti in modo da ottenere figure di area complessa. Una sistemazione di contatori di maggiore utilità usata molto frequentemente nelle ricerche sui raggi cosmici è il gruppo di contatori a coincidenza (qualche volta con anticoincidenza). I contatori possono essere collegati in circuito in modo che una registrazione viene effettuata soltanto quando tutti i contatori del sistema sono scaricati simultaneamente. Un semplice uso di questo sistema a coincidenza costituisce in realtà un *telescopio a raggi cosmici*. Si supponga che due contatori siano posti verticalmente l'uno sull'altro, per esempio a una distanza di molti decimetri l'uno dall'altro, montati su un telaio che può inclinarsi. Questo può essere puntato in direzioni diverse ed è chiaro che l'intensità delle radiazioni incidenti in queste direzioni può essere misurata. La camera a ionizzazione non può far questo, dato

ch'essa somma le radiazioni incidenti da tutte le direzioni, includendo anche quelle dal basso.

Un mezzo più potente per lo studio dei raggi cosmici è la camera a espansione di Wilson, particolarmente quando viene impiegata col metodo trovato da Blackett. Il passaggio di una particella ionizzante ad alta velocità attraverso una camera a espansione crea una scia di ioni. Di solito i raggi cosmici attraversano una camera a intervalli abbastanza regolari, e se si eseguono espansioni a caso può capitare di osservare la traccia di un raggio cosmico. Un riesame di alcune delle vecchie fotografie eseguite da Wilson mostra tracce di raggi cosmici, che non furono a quei tempi riconosciute tali.

Evidentemente lo studio dei raggi cosmici mediante espansioni eseguite a caso è poco efficace, lento e laborioso. Questa difficoltà è stata superata in modo elegantissimo da Blackett con l'apparecchio che ora descriveremo.

I particolari dell'apparecchio sono illustrati nella figura 3. Se sono richieste tracce molto nette, lo stantuffo che produce l'espansione deve

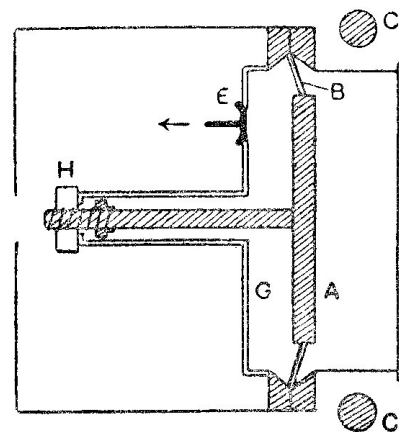



Figura 3

muoversi molto rapidamente. Perciò esso deve essere molto leggero e non deve essere sottoposto a forti vincoli. Lo stantuffo *A* è fatto di una lega di alluminio e insieme con l'asta dello stantuffo pesa solamente 280 g. La camera d'osservazione viene chiusa per mezzo di un diafram-

ma B di gomma flessibile. Sia la camera a destra di A sia lo spazio G alla sinistra di A sono riempiti con un gas alla pressione di 1,7 atmosfere, quando la valvola E è chiusa. L'espansione è regolata dalla posizione della madrevite H che limita il movimento dello stantuffo. La valvola E è molto leggera e retrocede molto velocemente, quando è liberata da un arresto tirato automaticamente nel modo che accenneremo. Quando l'arresto viene tolto, l'eccesso di pressione di 0,7 atmosfere respinge indietro la valvola E e l'aria sotto lo stantuffo sfugge via. Con questo sistema lo stantuffo impiega solamente 0,005 secondi a completare il percorso.

I particolari sopra descritti hanno solo lo scopo di migliorare la definizione, invece la principale novità risiede nell'uso dei contatori. C C sono dei contatori Geiger posti direttamente sopra e sotto la camera ad espansione. Essi sono collegati in modo che la scarica può aver luogo solo quando una particella ionizzante li attraversa entrambi. Una tale particella deve altresí passare seguendo una traiettoria rettilinea attraverso la camera a espansione essendo esattamente nel campo visivo. Con un sistema di amplificatori la corrente segnalata nei contatori per il passaggio di una particella fa funzionare un relé che toglie l'arresto e pone in moto lo stantuffo. Nello stesso tempo, la camera è illuminata e la traccia che ne risulta viene fotografata. Si è trovato che l'espansione viene completata entro un centesimo di secondo dopo l'arrivo di una particella. Con questo sistema il 75 per cento delle espansioni che hanno luogo sono effettivamente dovute a particelle di raggi cosmici. È evidente che questo metodo è rapido ed economico.

Per misurare le energie delle particelle che passano attraverso la camera, quest'ultima viene mantenuta in un intenso campo magnetico. Per mezzo di un potente elettromagnete del peso di 11 tonnellate si può mantenere in tutto lo spazio della camera a espansione un campo uniforme di 14 000 gauss. Alcune delle particelle incidenti sono cosí energiche che anche questo intenso campo non riesce a deviarle secondo una curva osservabile. È necessario siano prese speciali precauzioni per evitare distorsioni nelle lenti fotografiche o nelle tracce (a causa delle correnti del gas). Le tracce riprodotte nella tavola 5*a* sono quelle osservate in un campo di 14 000 gauss attraversato da particelle di energie

rispettivamente 5×10^8 e 9×10^9 eV. Metodi ottici speciali sono stati ideati da Blackett per misurare anche debolissime curvature.

LA TECNICA DELLA EMULSIONE FOTOGRAFICA Il quarto metodo, ed anche il piú usato, per studiare i raggi cosmici ha notevole applicazione ed è di grande semplicità. Fu introdotto da Blau e Wambacher ed è stato perfezionato da Powell e Occhialini. L'apparato rivelatore è una lastra fotografica preparata in modo speciale che può essere lasciata esposta per alcuni mesi, in modo che stia ritta verticalmente su di un lato, per esempio sulla cima di un monte. A causa della densità dell'emulsione i percorsi sono 2000 volte inferiori al percorso nell'aria, con il risultato che una particella α con una energia di 5 MeV ha un percorso nell'emulsione di soli 0,02 mm e può perciò essere osservata unicamente con metodi microfotografici di precisione ad alto ingrandimento. Quando avviene una emissione α l'atomo genitore rincula, ma nell'emulsione il percorso di rinculo è di gran lunga troppo piccolo per poter essere apprezzato, in modo che le successive particelle α di una serie di disintegrazioni a catena appaiono come irradiate dal medesimo punto. Tali percorsi formano una "stella" radiante di tracce.

Per lo studio dei raggi cosmici, della radioattività, o delle reazioni nucleari, si adopera uno speciale tipo di emulsione, con densità di bromuro d'argento dieci volte superiore a quella normalmente usata nella tecnica fotografica, e con una pellicola di gelatina molto piú spessa. Le dimensioni dei granuli sono piccole, dell'ordine di 10^{-4} mm, e a causa di queste caratteristiche lo sviluppo richiede un tempo maggiore, che supera la mezz'ora.

Un grande vantaggio di questo procedimento, in confronto alla camera a nebbia di Wilson, è la semplicità e la continuità dell'operazione. Lastre speciali sono in grado di registrare anche particelle leggere come gli elettroni. A causa della piccola scala del fenomeno l'obiettivo del microscopio usato deve essere a fuoco corto, e la profondità di fuoco conseguentemente è piccola. Se le tracce sono parallele alla superficie della lastra fotografica esse sono facilmente rivelabili col metodo microfotografico, ma in generale ciò non accade, ed esse sono immerse in profondità nell'emulsione. Perciò il microscopio deve essere messo a

fuoco verticalmente per differenti profondità nell'emulsione lungo una traccia e si deve costruire di essa un modello a mosaico. Importanti osservazioni sui raggi cosmici sono state fatte con questo semplice metodo.

L'EFFETTO DEL CAMPO MAGNETICO TERRESTRE SUI RAGGI COSMICI Quando particelle cariche e dotate di alta velocità entrano nel campo magnetico terrestre, subiscono una deviazione. La teoria di questo effetto è stata lungamente studiata per gli elettroni emessi dal sole e per il modo con cui le aurore boreali sono prodotte. L'enorme potere penetrante delle particelle dei raggi cosmici dimostra che esse possiedono grande nergia. È possibile calcolare le orbite di particelle veloci nel campo magnetico terrestre. I calcoli, fatti da Störmer per le aurore boreali, furono per la prima volta applicati ai raggi cosmici da Rossi e Störmer, e quindi sviluppati nei particolari da Lemaître e Vallarta con i risultati che ora vedremo.

Tutte le particelle aventi energie superiori a 6×10^{10} eV possono effettivamente vincere l'influenza del campo terrestre e possono giungere in *tutte* le parti della superficie della terra, qualunque sia la direzione di incidenza. Le particelle aventi energie *minori* di questa sono deviate in modo che vi è una zona di latitudine proibita, cioè tra λ_1 N e λ_1 S, dove esse non possono affatto giungere, e una seconda zona in ogni emisfero magnetico, cioè fra λ_1 e λ_2, in ogni punto della quale esse possono giungere solo in un dato campo di direzioni. Per latitudini maggiori di λ_2, in ogni emisfero, le particelle possono raggiungere gli strati esterni dell'atmosfera in tutte le direzioni. È evidente che, nella misura in cui l'energia delle particelle diminuisce, λ_1 e λ_2 aumentano.

Si ricorderà che le osservazioni sulla distribuzione dell'intensità dei raggi cosmici sulla superficie della terra mostrano una diminuzione di intensità improvvisa e molto notevole alla latitudine di 49°. La teoria mostra che, per particelle con $2{,}4 \times 10^9$ eV, λ_2 ha questo valore critico. La riduzione dell'intensità a questo punto implica che la radiazione incidente sia mista e consista di particelle con energia maggiore di $2{,}4 \times 10^9$ eV, e il fatto che alcune particelle siano capaci di giungere vicino all'equatore richiede vi siano anche energie superiori a 6×10^{10} eV.

Questa conclusione è stata confermata in modo piú esatto da Blackett con molte misure sulla energia delle particelle dei raggi cosmici, eseguite per mezzo della sua camera controllata dal contatore in campo magnetico. Si pensa attualmente che, a causa del campo magnetico del sole, non vi siano *particelle primarie incidenti* con una energia al di sotto di 3×10^9 eV e la costanza dell'intensità a latitudini superiori a 49°, a tutte le altitudini, viene in sostegno di questa ipotesi generale.

Con l'uso dei contatori a telescopio orientati per i raggi cosmici, si è scoperto un effetto azimutale, per cui le radiazioni che arrivano da ovest sono piú intense di quelle che arrivano da est, specie a grandi altezze.

L'*effetto azimutale*, già descritto, è prodotto anche dal campo magnetico terrestre. Se le particelle incidenti consistono di un miscuglio eguale di particelle positive e negative, *non* vi sarà l'effetto est-ovest, ma se predomina un tipo di carica, la conseguenza della direzione del campo terrestre è quella di produrre un aumento dell'intensità o da est o da ovest, a seconda vi sia un eccesso di particelle primarie di carica rispettivamente negativa o positiva. L'effetto est-ovest osservato mostra che le particelle incidenti contengono *piú cariche positive che negative*.

Il forte effetto di latitudine geomagnetica è la prova che la radiazione incidente primaria non può contenere in grande proporzione raggi γ o particelle neutre, cioè la radiazione primaria deve essere composta di particelle cariche, la maggior parte delle quali cariche positivamente.

IL POSITONE Una scoperta fondamentale che ha origine dalle ricerche sui raggi cosmici fu quella avvenuta nel 1932, dapprima da parte di Anderson e piú tardi indipendentemente di Blackett, di una nuova particella, il *positone*. Fu osservato che fra le tracce dei raggi cosmici, fotografate con una camera di Wilson in un campo magnetico, ve ne erano alcune identiche a quelle prodotte da elettroni veloci, ma deviate dal campo *in una direzione opposta a quella richiesta per una particella di carica negativa*. Le tracce apparvero prodotte da *elettroni positivi*, particelle che sono ora chiamate *positoni*. La loro esistenza è messa in evidenza in un modo sorprendente dall'interessante fenomeno cono-

sciuto come *sciami dei raggi cosmici*, scoperti da Blackett e Occhialini con la camera controllata dal contatore. Un tipico sciame si vede nella tavola 5*c*. Esso consiste in un gruppo di tracce aventi la loro origine in un punto al di fuori della camera, ordinariamente nella parte metallica dell'apparecchio. Poiché la camera di Wilson è situata in un campo magnetico le tracce sono incurvate. Ogni sciame consiste di un numero approssimativamente eguale di particelle di carica positiva e negativa, poiché le curvature di circa metà delle tracce sono di senso opposto a quelle rimanenti. Dall'energia e dalla quantità della ionizzazione si può concludere che le tracce sono dovute ad elettroni positivi e negativi. È chiaro che lo sciame deve avere origine in una definita e piccola regione dello spazio; questo fatto determina la direzione del moto delle particelle dello sciame. Perciò la direzione della curvatura stabilisce in modo chiaro il segno della carica. La produzione degli sciami sarà discussa piú avanti nei particolari.

Dopo la loro scoperta negli sciami, si trovò che vi erano altre sorgenti di positoni. Quando i raggi γ duri sono assorbiti dalla materia, il quanto di radiazione è talvolta *completamente assorbito da un atomo il quale emette simultaneamente un positone e un elettrone negativo*. Questo fenomeno è chiamato *produzione di una coppia* e, se l'assorbimento ha luogo in una camera di Wilson mantenuta in un campo magnetico, si vede la traccia della coppia uscire dall'atomo che assorbe il quanto. Coppie simili si vedono anche qualche volta nelle fotografie dei raggi cosmici. La tavola 5*b* (riprodotta per concessione del professor Blackett) è un esempio di produzione di una coppia in un campo magnetico.

Tanto piú dura è la radiazione γ e tanto piú efficace questa risulta nella produzione dei positoni. La produzione dei positoni aumenta pure col numero atomico degli atomi che sono colpiti. I positoni creati in questo processo di conversione della radiazione γ hanno approssimativamente la stessa energia, qualunque sia la sostanza assorbente. Questo fa pensare che la produzione di una coppia non derivi da una interazione nucleare ma avvenga nel campo coulombiano, fatto che è in accordo con quanto prevede la teoria.

La produzione di coppie per assorbimento di raggi γ è un fenomeno importante, perché qui *vi è una completa trasformazione di un quanto di radiazione in materia* (elettroni e positoni). È stato anche osservato il processo inverso, cioè l'annichilamento dovuto all'incontro di un positone con un elettrone. In questo caso viene emessa una *radiazione di annichilamento* che può essere osservata.

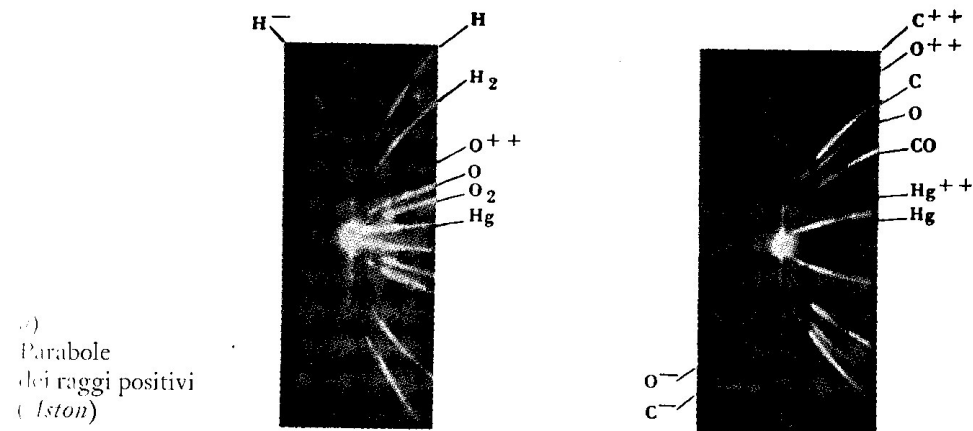
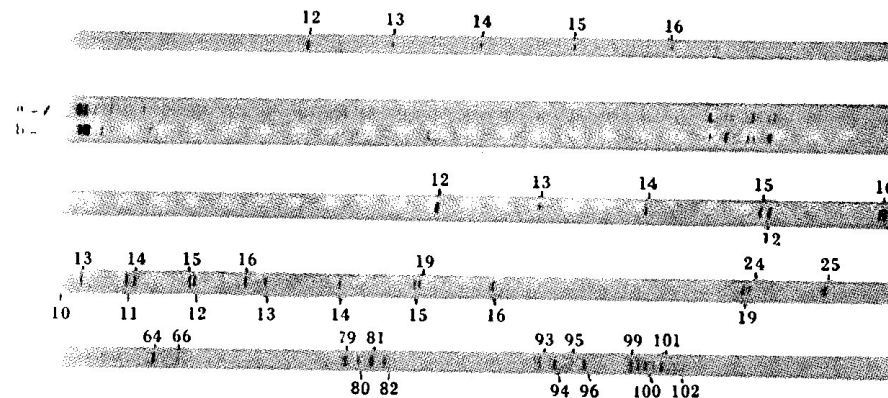
Sono disponibili molte sorgenti di positoni. Quando gli elementi leggeri vengono bombardati con raggi α, si ha talvolta la produzione di coppie, dovuta probabilmente alla conversione interna dei raggi γ emessi dopo l'urto nucleare. Tuttavia le sorgenti piú abbondanti si possono ora ottenere con le sostanze radioattive prodotte artificialmente, le cui proprietà saranno discusse in un capitolo successivo. In queste sostanze, si producono *solamente positoni e non coppie*. Questi positoni sono emessi dai nuclei degli atomi in istudio e non dai loro sistemi elettronici esterni (interazione con il campo di Coulomb), come avviene nella produzione delle coppie.

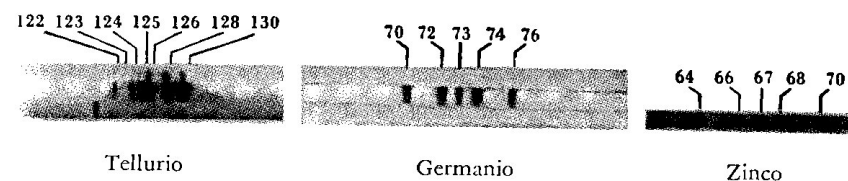
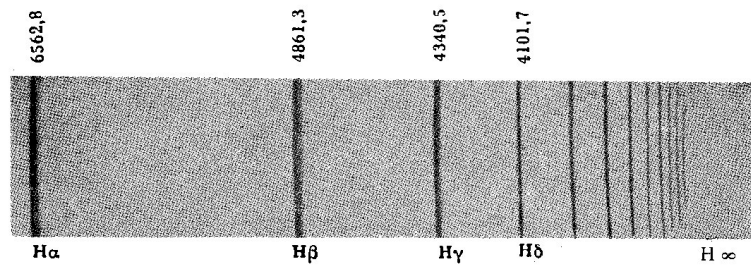
LA MASSA DEL POSITONE A rigore, le tracce di condensazione attribuite ai positoni indicano solamente il fatto che la carica è *positiva* e che la quantità di ionizzazione è *simile* a quella prodotta da un elettrone, essendo la stessa entro il 20 per cento. Quest'ultimo fatto mostra che le cariche dell'elettrone e del positone sono *approssimativamente eguali*. La massa si valuta meglio, osservando le coppie prodotte con l'assorbimento di raggi γ di energia conosciuta. Supponiamo che un raggio γ di energia E crei due particelle di carica opposta di masse m_+ e m_-. Al momento della creazione le particelle vengono emesse con energie rispettivamente e_+ e e_-. Siccome l'energia iniziale del raggio γ è impiegata per la creazione delle particelle, l'energia in piú ricompare sotto forma di energia cinetica. Allora ne segue che $E=(m_++m_-)c^2+e_++e_-$. Siccome l'energia E del raggio γ e la massa m_- dell'elettrone sono note, si può calcolare la massa del positone m_+, se si misurano le energie cinetiche delle particelle e_+ ed e_-. Le energie delle particelle si possono dedurre dalle curvature delle tracce in una camera di Wilson mantenuta in un campo magnetico, se si conoscono i valori della carica e della massa.

Non è sempre possibile misurare ambedue i componenti della coppia con la stessa esattezza e, in tal modo, è necessario usare una lieve modifi-

cazione del metodo. Supponiamo che le masse del positone e dell'elettrone siano eguali; allora mediante la sostituzione otteniamo $(m_+ + m_-)c^2 = 1{,}01 \times 10^6$ eV. Se si usa la radiazione γ di $2{,}62 \times 10^6$ eV, prodotta dal Th C″ per produrre i positoni, ne segue semplicemente che $e_+ + e_- = (2{,}62 \times 10^6 - 1{,}01 \times 10^6)$ eV $= 1{,}61 \times 10^6$ eV. È chiaro che l'energia massima che un positone può acquistare in queste condizioni si ha quando l'energia dell'elettrone e_- è nulla. Cosí se le masse dell'elettrone e del positone sono identiche, nessun positone *avrà mai un'energia superiore a* $1{,}61 \times 10^6$ eV. Per primo Anderson pensò che questi metodi dovevano fornire un valore della massa del positone. Chadwick, Blackett e Occhialini, i quali misurarono l'energia di un gran numero di positoni, trovarono infine che $m_+ = (1{,}02 \pm 0{,}10)m_-$. È perciò dimostrato che, entro gli errori sperimentali, il positone e l'elettrone *sono identici eccetto che nei riguardi della carica.*

Se si fa una distribuzione statistica delle energie dei positoni e degli elettroni nelle coppie, si trova che in numerosi casi l'energia del positone è maggiore dell'energia dell'elettrone. La ragione di ciò sta nel fatto che la coppia di particelle viene creata nelle vicinanze di un nucleo atomico di carica positiva. Se ambedue le particelle sono create con la stessa quantità di energia cinetica, il positone, essendo respinto dal campo nucleare, acquista una maggiore energia, mentre l'elettrone, essendo attratto, perde parte della sua energia cinetica.

LA NATURA DEL POSITONE Alcune delle proprietà fondamentali del positone si possono ricavare con l'applicazione dei princípi di conservazione. Poiché un elettrone e un positone sono creati con la scomparsa di un quanto che non ha carica, è chiaro, dal fatto che la carica si conserva, che le cariche dell'elettrone e del positone *debbono essere eguali ed opposte.* La deduzione della massa del positone dal principio di conservazione dell'energia è gia stata discussa. Un'ulteriore proprietà può essere ricavata dal principio di conservazione del momento angolare. È noto dagli studi sugli spettri e sui calori specifici che l'elettrone ha un momento angolare eguale a (1/2) $h/2\pi$. Siccome il momento angolare si deve conservare, *il positone deve avere uno spin numericamente eguale a questo,* poiché è evidente che un quanto di radiazione non può avere

a)
Parabole dei raggi positivi (*Aston*)

b)
Spettri di massa (*Aston*)

Tellurio Germanio Zinco

c)
Spettri di massa di Bainbridge (*Aston*)

a)
Lo spettro dell'idrogeno. La serie di Balmer
(*Herzberg*)

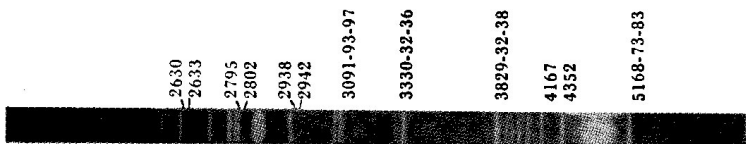
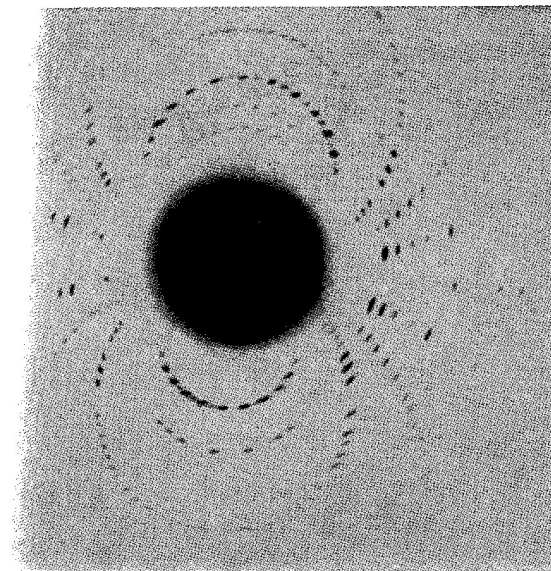
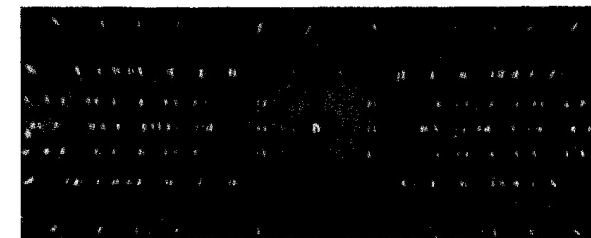
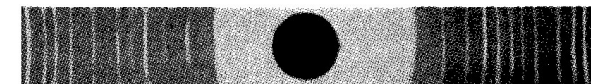
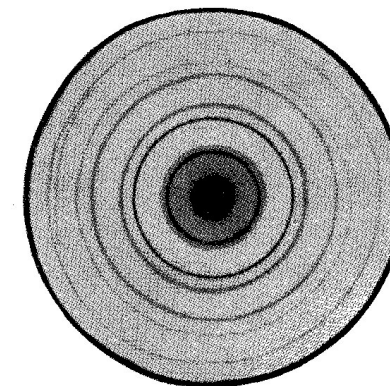
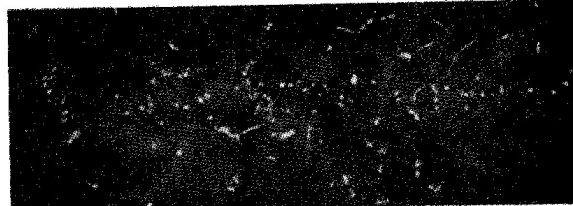
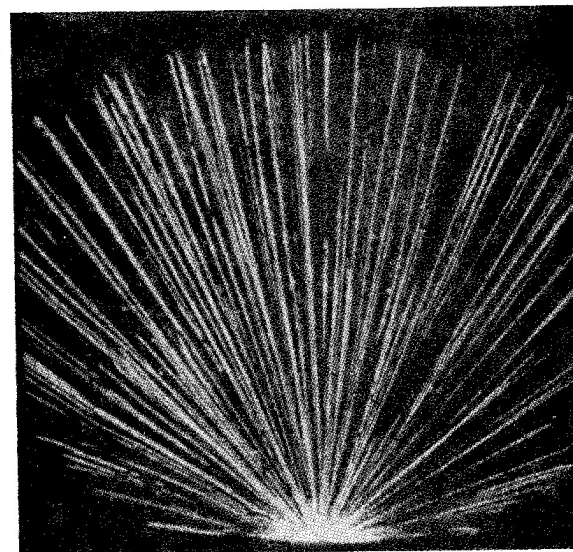
b)
Struttura iperfina a tripletto in uno spettro a righe ottenuta con l'interferometro Fabry-Perot
(*Tolansky*)

c)
Graduale formazione delle righe spettrali
(*Ruark e Urey*)

a)
Macchie di Laue
(*Bragg*)

b)
Fotografia con rotazione
(*Bragg*)

c)
Fotografia
con polvere cristallina,
metodo di Debye-Scherrer
(*Bragg*)

d)
Anelli
di diffrazione elettronici
con una pellicola sottile
(*Bragg*)

Tavola 4

a)
Traccia prodotta
da un fascio di raggi X
(*Wilson*)

b)
Tracce di particelle α
aventi due percorsi distinti
(*Rutherford, Chadwick
ed Ellis*)

c)
Tracce di raggi α;
una di esse presenta
una deviazione nucleare
(*Wilson*)

d)
Disintegrazione nucleare
mediante una particella α
con emissione di un protone
(*Blackett*)

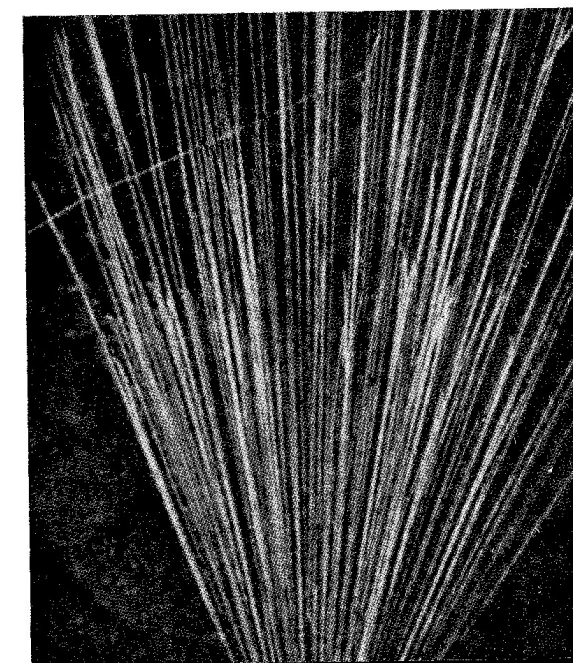
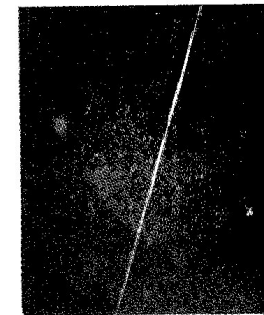
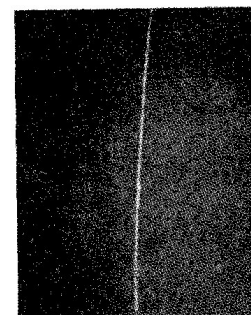
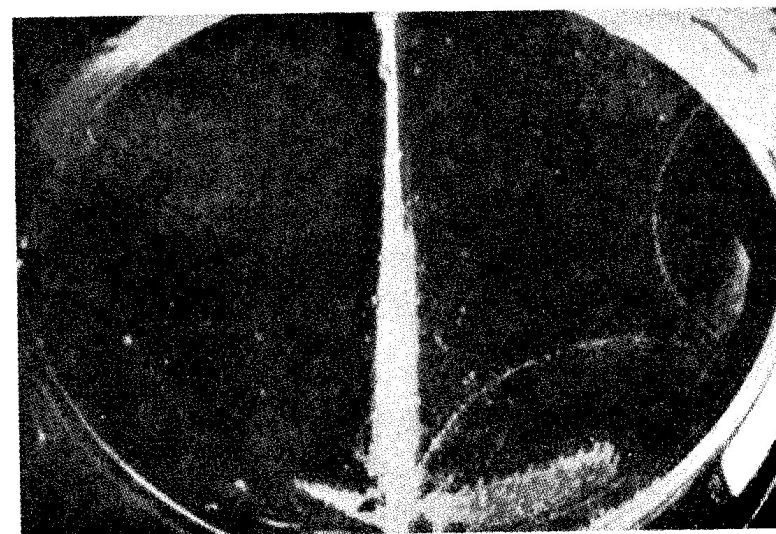
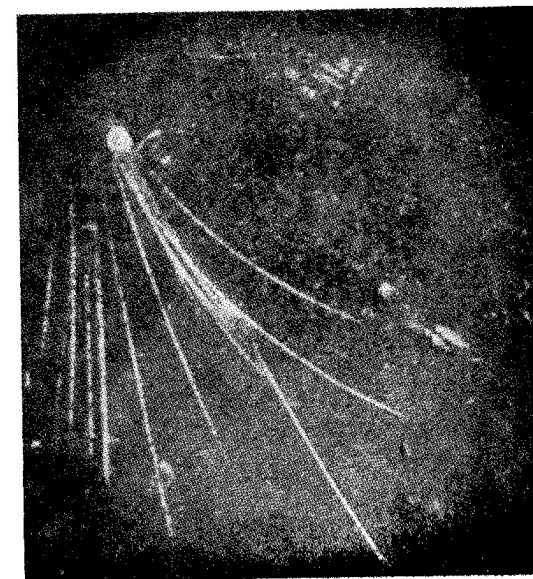



Tavola 5

a sinistra: Traccia di raggio cosmico
di energia 5×10^8 eV.
Campo magnetico di 14000 gauss;
a destra: Traccia di raggio cosmico
di energia di 9×10^9 eV
(*Blackett*)

b)
Produzione
di una coppia
elettrone-positrone
(*Blackett*)

c)
Sciame di un raggio cosmico
(*Blackett*)

uno spin semintero. Di conseguenza sono noti la *carica*, la *massa* e lo *spin* del positone.

La scoperta sperimentale del positone fu un trionfo per la teoria dell'elettrone di Dirac, che aveva previsto l'esistenza del positone molto tempo prima della sua scoperta. Dirac aveva applicato la meccanica quantistica per la deduzione delle equazioni d'onda di un elettrone in movimento in un campo elettrico. Tenendo conto degli effetti dovuti alla relatività, si giunse ad una spiegazione teorica dello spin dell'elettrone. Tuttavia, le soluzioni complete delle equazioni di Dirac diedero stati elettronici con *energia cinetica positiva e energia cinetica negativa.* Secondo la teoria *dovrebbero avvenire transizioni fra questi stati,* ma poiché tali transizioni non pareva si osservassero in natura, Dirac ne dedusse che *praticamente tutti gli stati di energia negativa sono ordinariamente occupati.* Egli poté dimostrare che se vi era un *buco* in uno di questi stati d'energia, cioè se uno non era occupato, *questo buco doveva corrispondere ad una particella osservabile.* Una siffatta particella doveva avere la stessa massa e lo stesso spin di un elettrone, ma doveva avere carica positiva. In realtà, tale "buco" doveva essere un positone.

Nella equazione $E=mc^2$ se E è negativo ne segue che m deve essere negativo, stati di energia negativa hanno massa negativa. Un "buco" in questi stati ha evidentemente massa *positiva*, spiegando perché questa particella ha positivi sia la carica che la massa.

È interessante sapere perché il positone è rimasto sconosciuto per tanto tempo. La risposta fu data da Dirac il quale mostrò che, a causa del fatto che un positone tende a precipitarsi verso un elettrone con la conseguenza dell'annichilamento d'entrambi, la vita media o l'esistenza media del positone dipende dal numero di elettroni che gli sono vicini. La concentrazione di questi ultimi nella materia è altissima e ne consegue che *la vita media dei positoni è piccolissima.* Il calcolo mostra, per esempio che *la vita media nell'acqua è solamente di* 10^{-10} *secondi.* È la vita estremamente breve dei positoni che spiega perché essi possono essere osservati subito, dopo la loro creazione, solamente con una camera di Wilson o un contatore Geiger. Appena un positone si avvicina a un elettrone le particelle interagiscono tra di loro in modo da distruggersi. Esse

scompaiono completamente, e cosí facendo viene emessa una radiazione di energia totale $h\nu = E = (m_+ + m_-)c^2 + e_+ + e_-$. Questa radiazione di annichilamento è osservabile quando positoni vengano fatti assorbire da uno strato di metallo.

Il meccanismo della produzione delle coppie dovuto all'assorbimento di un quanto di radiazione è il seguente. La radiazione può agire sugli elettroni con uno dei tre metodi; con *l'effetto fotoelettrico*, con *l'effetto Compton* e con *la produzione di coppie*. Nell'effetto fotoelettrico il quanto viene completamente assorbito dall'ordinario sistema elettronico esterno di un atomo e la sua energia riappare come energia cinetica (meno il lavoro di emissione). Nell'effetto Compton il quanto trasmette una certa parte della sua quantità di moto all'elettrone e poi prosegue sotto forma di radiazione degradata. Nella produzione delle coppie, caratteristica solo dei *quanti di energia elevata*, un elettrone viene sbalzato fuori da uno *stato di energia negativa* in modo analogo all'effetto fotoelettrico ordinario. Questo costituisce il termine negativo della coppia. Tuttavia, un buco viene lasciato in uno stato di energia negativa, e, secondo la teoria di Dirac, questo è in effetti un positone. Quindi l'espulsione di un elettrone da uno stato d'energia negativa crea automaticamente un positone nello stesso tempo. Questo è il meccanismo della produzione delle coppie; esso è illustrato nella figura 4.

Quale particolare interazione abbia luogo tra fotoni ed elettroni dipende in gran parte dall'energia del fotone. Le basse energie, com-

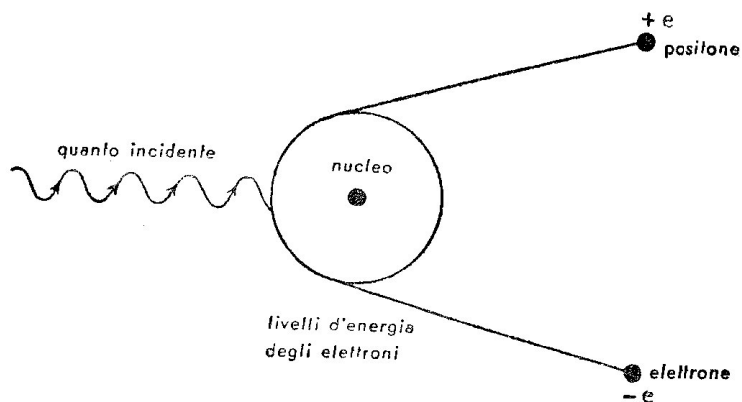



Figura 4

prendenti le onde della luce visibile, agiscono fotoelettricamente. L'effetto Compton avviene per mezzo di radiazioni γ con energia sino ad 1 MeV circa. Quando l'energia $h\nu$ supera $2mc^2$, dove m è la massa di un elettrone e c la velocità della luce, allora, e soltanto allora, è possibile la produzione di coppie, poiché evidentemente l'energia deve essere sufficiente a creare le masse equivalenti delle due particelle. La quantità $2mc^2$ è 1,01 MeV. La produzione di coppie è quindi possibile con alcune radiazioni γ, ed è frequente con i fotoni dei raggi cosmici, che possiedono grandi energie.

LA LUNGHEZZA D'ONDA DELLA RADIAZIONE DI ANNICHILAMENTO Le masse di riposo dell'elettrone e del positone sono le stesse e cioè $9{,}1 \times 10^{-28}$ g. Se un elettrone e un positone s'annichilano l'uno con l'altro, l'energia liberata sarà di conseguenza $E = 2mc^2$, cosí

$$\begin{aligned} E &= (2 \times 9{,}1 \times 10^{-28})(9 \times 10^{20}) \text{ erg} = \\ &= 1{,}64 \times 10^{-6} \text{ erg} = \\ &= 1{,}01 \text{ MeV}. \end{aligned}$$

Si può prevedere che si formeranno uno o due quanti (quest'ultimo caso ha la probabilità maggiore) e i due quanti andranno in direzioni opposte per la conservazione della quantità di moto. L'energia posseduta da ciascuno sarà allora di 0,505 MeV.

Ora

$$E = h\nu = hc/\lambda$$

e siccome $h = 6{,}6 \times 10^{-27}$ erg·s

otterremo $\lambda = 2{,}4 \times 10^{-10}$ cm $= 0{,}024$ Å.

Infatti quando i positoni vengono creati, sono quasi immediatamente assorbiti, e c'è la prova sperimentale dell'emissione di lunghezze d'onda di 0,012 e 0,024 Å, che conferma la previsione.

LA FORMAZIONE DEGLI SCIAMI DEI RAGGI COSMICI. In realtà gli effetti dovuti agli sciami dei raggi cosmici erano stati osservati molti anni prima che gli sciami fossero scoperti, poiché tali effetti si notavano con le

camere a ionizzazione a tutte le altitudini. Talvolta una camera a ionizzazione mostrava un fiotto di ionizzazione realmente improvviso dovuto, come ora sappiamo, a uno sciame di particelle di raggi cosmici. Perciò gli sciami possono essere studiati al livello del mare con camere a espansione o a diverse altezze con camere a ionizzazione atte a segnalare i fiotti.

Si è ora accertato che la maggior parte degli sciami sono prodotti col processo a cascata illustrato nella figura 5.

Una particella di un raggio cosmico molto energica colpisce un *nucleo atomico*, e perde una grande quantità d'energia sotto forma di un *fotone*

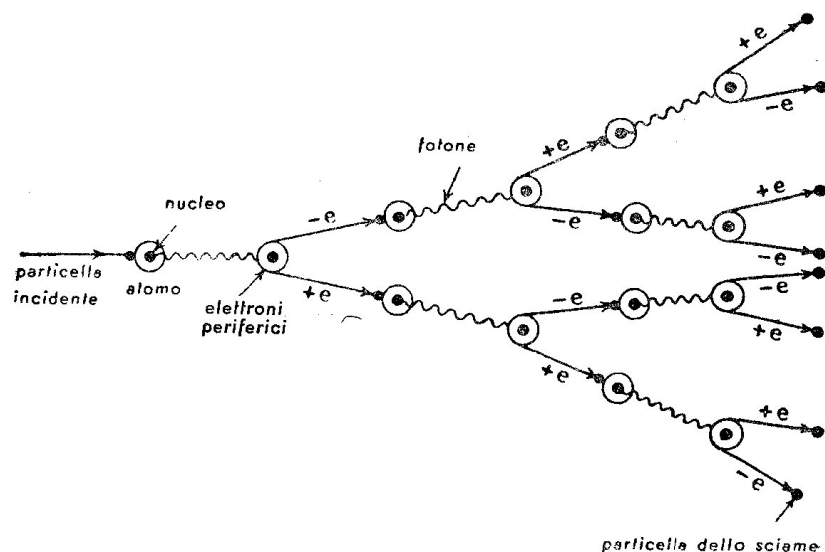



Figura 5

e non viene completamente fermata. Il principio di conservazione della quantità di moto esige che questo fotone sia emesso in avanti. Dopo aver percorso un breve tratto, il fotone urta *un atomo* ed è assorbito nell'interazione con il campo di Coulomb esistente nelle vicinanze del nucleo: ne segue il processo di *produzione di una coppia*, che è un effetto fotoelettrico rispetto ad un'orbita *virtuale* di energia negativa. I componenti della coppia sono di natura simile alla particella incidente (che

era o un elettrone o un positone), ma possiedono solo la metà circa della sua energia. Ogni componente della coppia è capace di liberare dei quanti, urtando con un nucleo atomico e continuando ancora ad esistere dopo la collisione. Ogni fotone cosí liberato può a sua volta produrre una coppia. È chiaro che la particella incidente originaria, dopo essere passata attraverso una sufficiente quantità di materia, si trasforma in un gruppo di elettroni e positoni di numero approssimativamente eguale, che si muovono tutti velocemente in avanti.

La teoria di questo processo a cascata è stata elaborata nei particolari da Bhabha e Heitler, i quali hanno mostrato che una lastra di piombo di 1 cm di spessore basta per produrre un centinaio di particelle le quali costituiscono uno sciame. Tali sciami nelle lastre di piombo possono essere studiati in laboratorio, ponendo le lastre appena al di fuori o all'interno di una camera a espansione. Le particelle di bassa energia osservabili al livello del mare sono in gran parte particelle secondarie che hanno la loro origine da sciami creati dall'atmosfera. Lo spessore reale dell'atmosfera è tale che possono essere creati (e sono stati osservati) sciami *costituiti di molti milioni di particelle* ed estendentisi su superfici molto grandi.

È stato recentemente dimostrato che non tutti gli sciami hanno origine come simili cascate di *elettroni*, che costituiscono la parte principale della radiazione meno penetrante. Vi è la prova dell'esistenza di sciami di particelle *penetranti*, che hanno un'origine nucleare. Lo studio della componente penetrante della radiazione cosmica diede luogo a numerose difficoltà. Il calcolo mostrò che il libero cammino medio di un *elettrone* che produce uno sciame è di soli 0,6 cm nel piombo, cosicché anche *elettroni* molto energici sono presto assorbiti dal processo a cascata mentre attraversano il piombo. Però, al livello del mare, circa l'80 per cento della radiazione cosmica consiste di particelle estremamente penetranti di cui il 50 per cento passa attraverso 100 cm di piombo.

Evidentemente queste particelle penetranti *non sono elettroni*. La teoria mostra che il libero cammino medio di penetrazione è proporzionale al quadrato della massa della particella penetrante (quando la massa è piccola), da cui si deve concludere che la componente penetrante della radiazione cosmica consiste di particelle di massa piú grande di quella

dell'elettrone. Per determinare la massa di una particella di un raggio cosmico è necessario misurare sia la curvatura della traccia formata in un campo magnetico, che il numero di ioni prodotti per centimetro di cammino. Con particelle *molto veloci* si verifica che la ionizzazione prodotta è *quasi indipendente dalla massa,* e un elettrone e un protone producono lo stesso effetto. Soltanto quando le particelle sono state molto rallentate esiste una differenza misurabile. Numerose tracce di particelle penetranti rallentate sono state registrate e da queste si è dimostrato che esistono particelle, sia cariche positivamente che negativamente aventi masse molte volte quella dell'elettrone. Queste particelle sono state chiamate mesoni (particelle di massa intermedia). La prima traccia di un mesone fu identificata da Anderson nel 1937.

LA NATURA DELLA RADIAZIONE PRIMARIA L'accumularsi rapido di considerevoli dati sperimentali sulla radiazione cosmica ha permesso che venissero dedotte valide conclusioni circa la natura della radiazione cosmica primaria. È ormai ampiamente chiarito che esiste una distinzione netta tra la radiazione primaria che entra nell'atmosfera superiore e il complesso delle radiazioni secondarie, che sono prodotte nell'atmosfera da processi di collisione e alla fine raggiungono il livello del mare. I fenomeni sono molto complessi ed è stata necessaria una notevole abilità per chiarirli. La conoscenza dei costituenti primari è derivata largamente dall'invio di contatori e pacchi di emulsioni fotografiche sia in palloni sonda (ad altezze dell'ordine di 30 km) che in razzi (a 50 km) in una zona che in effetti è il limite dell'atmosfera. Si è stabilito che le particelle positive primarie *non sono positoni,* e la prova consiste nel fatto che alle grandi altezze non si formano immediate cascate di elettroni e di raggi γ, quando le particelle primarie incidono e vengono assorbite dal piombo. Sfortunatamente a velocità elevate la quantità di ionizzazione prodotta in una traccia è praticamente indipendente dalla massa della particella, per cui non è possibile assegnare delle masse deducendole dalle tracce delle particelle nell'emulsione. D'altro lato invece fortunatamente è possibile valutare la *carica* portata da una particella. Poiché sia nella camera a nebbia che nelle tracce delle emulsioni, la traccia principale è associata con

tracce di raggi δ secondari, cioè piccole tracce di elettroni di bassa energia emessi di fianco. È stato ora stabilito con certezza che il numero degli elettroni δ emessi per unità di lunghezza di una traccia dipende dalla carica nucleare della particella che produce la traccia; il numero è proporzionale a Z^2, indicando con Z la carica nucleare. Ci troviamo cosí a possedere un mezzo per identificare le *cariche* nucleari e di conseguenza le specie atomiche, dalle densità dei raggi δ. Ne è emerso un risultato sorprendente: piú del 90 per cento sono protoni ma si hanno anche particelle con cariche Z da 1 a 28, *cioè masse che vanno dall'idrogeno fino al ferro e al nickel.* C'è una distribuzione caratteristica, che può essere chiamata uno "spettro di massa" ed infatti questa è simile alla distribuzione degli atomi leggeri nell'universo, com'è indicato dagli spettri stellari. C'è però nella radiazione cosmica una relativa sovrabbondanza degli elementi leggeri con $Z=3, 4, 5$ (nelle stelle questi vengono consumati nelle reazioni nucleari). Cosí Li, Be e B sono in realtà dei costituenti importanti ad altezze di 27000 metri o maggiori, ma lo spettro di massa si modifica rapidamente non appena le particelle entrano nell'atmosfera piú densa e cominciano a prendere parte alle reazioni. (Si ricordi che la massa equivalente dell'aria è quella di una colonna d'acqua di 10,40 m ed esiste un'ampia opportunità di collisioni frequenti tra il tempo di entrata nell'atmosfera e quello in cui la superficie della terra viene raggiunta.)

La distribuzione di energia nella radiazione primaria è stata determinata misurando l'effetto della latitudine a grandi altezze. *Accade come se il campo magnetico terrestre venisse usato come uno spettrometro magnetico.* La riduzione dell'intensità della radiazione, avvicinandosi all'equatore geomagnetico, prova che sono presenti particelle di almeno 2×10^{10} eV circa di energia, ma le osservazioni sull'effetto della latitudine indicano che sono assenti protoni con energia minore di 5×10^8 eV circa.

Nelle emulsioni fotografiche esposte a grandi altezze sono stati registrati alcuni getti di disintegrazioni da particelle con 10^{12} eV. Come verrà indicato in seguito, da sciami estesi è stata dedotta l'esistenza di particelle primarie con un'energia fino a 10^{17} eV.

L'ORIGINE DEI RAGGI COSMICI L'origine dei raggi cosmici è stato un campo di speculazione affascinante e fertile. Ipotesi diverse propongono che essi possono avere origine: *a*) nello spazio, *b*) nella Galassia o *c*) nel sole. Un primo problema è costituito dalle energie enormi che sono state trovate per particelle singole. Queste sono state determinate particolarmente in quelli che sono chiamati sciami estesi. Questi sciami furono scoperti per la prima volta da Auger che raggruppò i contatori in circuiti a coincidenza su grandi estensioni e mostrò che le particelle degli sciami arrivavano contemporaneamente anche su aree cosí notevoli. Sciami che si estendevano su aree sempre piú grandi furono rilevati ad altezze sempre piú grandi, sciami anche di un chilometro e mezzo di dimensione traversale furono rilevati usando 200 contatori in coincidenza. Questi sciami estesi contengono un numero enorme di particelle, e tutti hanno inizio da un'unica particella iniziale. Le misure delle energie delle particelle, che appartengono a un solo sciame impongono l'ipotesi di una energia incidente di almeno 10^{17} eV negli sciami piú grandi finora registrati!

Un'altra proprietà sorprendente riguardo i raggi cosmici è l'intensità totale integrata nello spazio. La misura mette in luce il fatto abbastanza stupefacente che l'energia totale ricevuta dalla terra come radiazione cosmica primaria è dello stesso ordine di grandezza di quella della luce delle stelle, ma la luce delle stelle è concentrata principalmente nella Via Lattea. Se infatti i raggi cosmici *sono uniformemente distribuiti in tutto lo spazio* la loro energia totale nell'universo è 10^4 volte maggiore di quella della luce delle stelle. Cosí la quantità di energia dei raggi cosmici nell'universo è uno dei problemi piú grossi nelle teorie del cosmo.

Ci sono anche ipotesi diverse. Cosí si è supposto che i raggi cosmici sono limitati alla Galassia (la nostra Via Lattea) dai campi magnetici ivi esistenti, e pertanto non si trovino negli spazi tra le galassie. Se ci trovassimo in questo caso, l'energia totale si ridurrebbe allo stesso ordine di grandezza di quella nelle galassie e l'intensità globale diventerebbe un decimillesimo della densità di tutta quanta la luce stellare nell'universo. Fermi sviluppò una teoria in cui le particelle di tali raggi cosmici

intergalattici possono essere accelerate fino alle alte energie osservate, dalle nuvole di gas ionizzati esistenti negli spazi tra le galassie.

Ci sono ancora delle teorie piú restrittive, ed in alcune viene postulato che il *sole* è la sorgente della radiazione primaria. L'apparente uniformità nello spazio è giustificata, da questo particolare punto di vista, col postulare che le particelle si sono distribuite nelle orbite dentro il sistema solare (a causa dei campi magnetici) per periodi di tempo cosí lunghi, che la distribuzione è ora diventata uniforme. Se questa è la loro vera origine ne segue che una velocità di generazione di energia 10^{-15} volte minore di quella della luce delle stelle è sufficiente per rendere ragione delle intensità osservate. Questa teoria può difficilmente rendere conto delle particelle di alta energia (10^{17} eV), dato che non esistono i campi magnetici necessari per trattenere queste particelle all'interno del sistema solare.

L'origine reale dei raggi cosmici attende una spiegazione, restando ancora oggi il soggetto di una affascinante speculazione.

19.
I mesoni

Sin dall'inizio della storia dello studio della radiazione cosmica si accertò che al livello del mare ci sono due componenti, una, la componente molle assorbita con relativa facilità da lastre di piombo, l'altra, la componente dura, estremamente penetrante. Una gran parte della componente piú molle risultò composta di elettroni prodotti a cascata, ma fu invece difficile stabilire la natura della componente dura. Si sa ora che la maggior parte della radiazione cosmica al livello del mare, sia dura che molle, può essere spiegata in termini di interazione delle particelle pesanti primarie incidenti, provenienti dallo spazio esterno, che vengono a collisione con i nuclei degli atomi della parte piú alta dell'atmosfera. In queste collisioni c'è una perdita di energia, che si ritrova sotto forma di nuove particelle, sia cariche che neutre e che hanno interessantissime proprietà. Inizialmente esse furono chiamate mesoni e la storia della loro scoperta è in modo sorprendente simile a quella della scoperta del positone. Dal momento in cui essi furono scoperti, si trovarono numerose nuove particelle.

LA TEORIA DI YUKAWA SULL'ORIGINE DEL MESONE Dopo la scoperta sperimentale del mesone, l'attenzione dei fisici fu rivolta alla sorprendente previsione di tale particella fatta da Yukawa nel 1935. Infatti la storia della scoperta del mesone è quasi identica alla storia della scoperta del positone, poiché in ambedue i casi la teoria matematica, piuttosto complicata, aveva previsto l'esistenza della particella, ma nei due casi era rimasta piú o meno trascurata e, solo dopo la scoperta sperimentale

di queste particelle, la teoria risultò confermata e venne cosí rimessa in luce.

La teoria di Yukawa è la modificazione della teoria di Fermi del decadimento β per le sostanze radioattive. Un nucleo atomico contiene neutroni e protoni (piú o meno legati fra loro in particelle α). I neutroni non hanno carica, quindi ogni forza agente fra neutrone e neutrone o fra neutrone e protone non è del tipo coulombiano. Gli esperimenti eseguiti sulla diffusione dei neutroni da parte dei protoni mostrano che vi sono forze che agiscono fra queste particelle entro un raggio di 10^{-13} cm. Una tale forza era stata postulata per spiegare il decadimento β. Fermi suppose che il neutrone e il protone *fossero stati quantici differenti della stessa particella fondamentale* e che potessero trasformarsi l'uno nell'altro con l'emissione quantica di una *particella*. Cosí, se un *protone* perde un elettrone *positivo* diviene un neutrone, e se un *neutrone* perde un elettrone *negativo* diventa un *protone*. Un protone e un neutrone sono legati fra loro da ciò che si chiama una *forza di scambio*, che ha origine dal fatto che essi cambiano rapidamente la loro natura con lo scambio delle particelle, di cui ora si è detto. Il concetto della forza di scambio non è nuovo ed è stato usato con successo per spiegare la valenza chimica e vari fenomeni concernenti la spettroscopia. Lo scambio si può rappresentare come $p \leftarrow e \rightarrow n$ dove p ed n sono il protone e il neutrone ed e è la particella che viene scambiata. Secondo la teoria di Fermi *gli elettroni o i positoni* saltano avanti e indietro e talvolta sfuggono: questo costituisce il meccanismo del decadimento β e il periodo del decadimento dipende dalla probabilità della fuga.

Con questa teoria è possibile calcolare i periodi di decadimento e anche l'energia di legame fra il protone e il neutrone. Si è trovato un *disaccordo completo* fra i calcoli basati sul decadimento β osservato e i calcoli basati sulle energie di legame dedotte dal difetto di massa del deuterio, ecc. Perciò Yukawa tentò di risolvere la difficoltà, modificando la teoria nel modo seguente.

Yukawa dimostrò che era impossibile stabilire se le particelle di scambio fossero elettroni o positoni, ma che esse devono avere una massa della grandezza $\mu = 137$ volte la massa dell'elettrone. Una tale "particella di Yukawa" può avere carica positiva o negativa e lo scambio sarebbe

allora rappresentato da $p \leftarrow \mu \rightarrow n$. In breve, l'argomentazione di Yukawa segue questo schema. Si può ammettere che la semplice interazione tra due elettroni sia dovuta al fatto che uno degli elettroni produce *un quanto virtuale $h\nu$*, che è assorbito dall'altro, cioè $e \leftarrow^{h\nu} \rightarrow e^1$. Per i quanti di luce vale un'equazione d'onda della forma $\Delta\varphi-(1/c^2)\partial^2\varphi/\partial t^2=0$. Yukawa ne tiene conto come analogia e ottiene per la particella, che oscilla tra due particelle nucleari pesanti, un'equazione simile contenente però un termine di *massa*, in cui compare la massa di quiete della particella, a un dipresso nella forma di una equazione di Schrödinger. L'equazione d'onda diventa

$$\Delta\varphi-\left(\mu c\,\frac{2\pi}{h}\right)^2\varphi-\frac{1}{c^2}\cdot\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2}=0\,.$$

Il valore di φ ottenuto risolvendo quest'ultima è l'energia potenziale della forza agente tra una coppia di tali particelle nucleari (protone-neutrone). Si ha da esperimenti di diffusione che questa forza decresce con legge approssimativamente esponenziale a distanze dell'ordine di e^2/mc^2 $(=2{,}8\times10^{-13}$ cm), dal che si può dedurre che $(h/2\pi)\,1/\mu c\sim$ $\sim e^2/mc^2$. In tal modo il rapporto tra la massa della particella di Yukawa e quella dell'elettrone è $\mu/m\sim hc/2\pi e^2=137$.

L'INSTABILITÀ DELLA PARTICELLA DI YUKAWA Il valore della massa assunto per il mesone è stato adottato per dare valori corretti all'energia di legame. Rimane da spiegare il decadimento β e per far ciò Yukawa fa un'ulteriore ipotesi, egli ammette cioè che il mesone possa disintegrarsi spontaneamente, e in tal senso sia radioattivo. Se il mesone si rappresenta con μ, il decadimento è dato da $\mu\rightarrow e+$neutrini. Se il mesone originario è caricato *positivamente* (la teoria richiede entrambi i tipi), la particella che si ottiene è un *positone*, se esso è caricato *negativamente*, allora la particella che deriva dal decadimento è un *elettrone*. La carica e lo spin si conservano, *poiché lo spin del mesone è un numero intero*. Siccome la massa dell'elettrone è molto minore di quella del mesone, l'elettrone dev'essere espulso con energia elevata, eguale alla perdita di massa. Il calcolo mostra che l'energia massima dell'elettrone sarà circa 4×10^7 volt. Per spiegare il decadimento β il mesone deve avere un periodo di decadimento naturale. Quando si è calcolato tale periodo, si è trovato corrispondere circa a 10^{-8} secondi.

La teoria di Yukawa richiede mesoni positivi e negativi per spiegare il legame tra neutroni e protoni, ma richiede anche l'esistenza di mesoni neutri (che sono chiamati neutretti) per giustificare il legame tra neutrone e neutrone. I mesoni nel nucleo hanno soltanto un'esistenza virtuale essendo continuamente emessi e riassorbiti: essi però non riescono a sfuggire fino a che un nucleo non sia coinvolto in una collisione nucleare di alta energia.

Se un mesone *positivo* virtuale, proveniente per esempio da un protone, non è riassorbito dal suo *protone genitore* ma da qualche neutrone *vicino*, allora è chiaro che il neutrone e protone originali si sono scambiati l'identità. Se un mesone *negativo* virtuale va da un neutrone a un protone vicino c'è di nuovo scambio di identità. Tali condizioni si verificano costantemente in nuclei dove le particelle sono molto vicine l'una all'altra, e questo scambio effettivo tra neutrone e protone costituisce la *forza di scambio* che lega insieme tali particelle. Questa è la fonte primaria della forza nucleare.

MESONI DEI RAGGI COSMICI Quella che fu chiamata per la prima volta traccia di mesone fu identificata in una camera a nebbia e fu segnalata da Anderson nel 1937. Durante il periodo successivo, fino al 1948, soltanto alcune dozzine di tracce potevano cosí essere identificate e misure approssimative sulla base della lunghezza e densità della traccia, indicarono che le masse erano circa 200 volte la massa dell'elettrone. Queste particelle erano in quel tempo identificate con la prevista particella di Yukawa, sebbene la massa misurata non corrispondesse del tutto a quella prevista teoricamente. La difficoltà nell'identificare un mesone come tale sta nel fatto, che solo vicino alla fine della sua traccia la velocità diminuisce tanto che la ionizzazione nella traccia permetta una valutazione della massa con un ragionevole grado di certezza. La probabilità di intercettare una traccia nella camera di ionizzazione vicino alla fine del cammino del mesone è molto piccola, quando la profondità limitata della camera a nebbia sia paragonata con la profondità dell'atmosfera. Sfortunatamente quando le particelle ionizzanti si muovono molto velo-

cemente, la densità di ionizzazione nella traccia è molto poco sensibile alla massa della particella ionizzante, e davvero vi sono ben pochi elementi per distinguere tracce prodotte da particelle leggere e da particelle pesanti.

Dalle tracce formate in campi magnetici è stato provato che esistono mesoni sia positivi che negativi, proprio come richiede la teoria. Il decadimento radioattivo fu osservato per la prima volta direttamente nella camera a nebbia da E. J. Williams. Nella sua osservazione una traccia di un mesone terminava bruscamente nel campo visuale e, poiché esso aveva rallentato notevolmente, la sua massa potè essere determinata con un grado elevato di certezza. Dalla parte finale della traccia apparve un elettrone di grande energia. Manifestamente la particella si era ad un tratto trasformata e naturalmente doveva essere accompagnata anche da neutrini, che come sempre sfuggivano all'osservazione.

Il periodo di decadimento della radiazione penetrante dei raggi cosmici è stato derivato da osservazioni sull'anomalia che si è rivelata nel loro assorbimento. Cosí l'intensità della componente penetrante fu misurata a notevoli altezze sotto un certo spessore di materiale assorbente (piombo). L'intensità fu quindi misurata di nuovo a una altitudine minore usando un assorbente piú sottile, facendo in modo che la differenza nel potere di assorbimento delle due sostanze assorbenti fosse uguale a quella dello spessore d'aria esistente fra i due livelli a cui l'osservazione era compiuta. Le due intensità dovrebbero chiaramente essere uguali se le particelle sono stabili e non decadono, ma se decadono, l'intensità nel secondo caso sarà minore che nel primo *perché ora le particelle impiegano un po' di tempo in piú per percorrere la differenza di altezza.* Cosí non solo la massa assorbente, ma anche la lunghezza del cammino reale ha effetto nel ridurre l'intensità. Si trovò che le particelle avevano differenti intensità nei due casi e in realtà decadevano nel tempo extra impiegato. Da questo decadimento si trovò un periodo dell'ordine di 2×10^{-6} s, che è circa 100 volte maggiore di quello previsto teoricamente da Yukawa per il mesone.

Sussistevano ancora certe difficoltà connesse con le osservazioni sperimentali e la teoria. Cosí le particelle penetranti dei raggi cosmici osservate non erano proprio come erano state previste. Non erano cosí pesanti

come i calcoli successivi piú progrediti mostreranno. Il loro periodo di decadimento era tale che sembravano essere 100 volte piú stabili di quanto prevedeva la teoria. Inoltre erano estremamente penetranti e potevano, cosí pareva, attraversare dei nuclei come effettivamente dovevano aver fatto dopo aver attraversato l'intera atmosfera e raggiunto cosí il livello del mare. A questo punto nella teoria di questo argomento Powell, nel 1947, fece un gran passo in avanti nella conoscenza che avevamo dei mesoni con l'estensione e lo sviluppo della tecnica dell'emulsione fotografica, applicandola allo studio dei raggi cosmici nell'atmosfera superiore. Per far questo furono mandati all'altezza di circa 30 000 metri dei palloni che portavano pacchi di lastre. Qui le emulsioni rivelarono tracce di particelle e il loro studio ha fornito un gran numero di nuove conoscenze. Nelle emulsioni fotografiche raggi cosmici incidenti primari, che sono particelle provenienti dallo spazio esterno, colpiscono a volte nuclei pesanti nelle emulsioni, come per esempio argento e bromo, e quando fanno ciò si forma una "stella" complessa, che ha origine da particelle nucleari espulse in direzioni diverse. Studi di questi processi hanno rivelato l'esistenza a grandi altitudini di un tipo di particella che è il 25 per cento piú pesante di quella osservabile al livello del mare. Per distinguerle, le prime furono chiamate mesoni π o *pioni* e le piú leggere mesoni μ o *muoni.* Ambedue i tipi sono instabili, ma il pione non solo è piú pesante, ma anche 100 volte piú instabile del *muone.* Inoltre fu ripetutamente dimostrato per via sperimentale che quando viene in collisione con un nucleo atomico interagisce, di solito violentemente. Infatti il pione s'identifica in modo soddisfacente con la particella teorica di Yukawa. Ancora in molte stelle nelle emulsioni emergono tracce mesoniche da nuclei spezzati ed esse risultano essere invariabilmente pioni. Sembra del tutto sicuro che i mesoni originali formati nelle regioni superiori dell'atmosfera dai raggi cosmici provenienti dallo spazio esterno siano questi pioni non penetranti, non penetranti perché interagiscono facilmente coi nuclei. Essi hanno origine nella trasformazione di energia in materia. Sono stati osservati casi in cui un protone primario incidente di elevata energia colpisce un nucleo e da questo emerge un intero getto di pioni carichi. In un esempio particolare un protone primario incidente di energia 3×10^{13} eV colpí un

nucleo e dalla collisione emerse un getto di non meno di 70 pioni carichi.

Quale dunque sarà l'origine delle familiari particelle penetranti, i muoni, che si osservano al livello del mare? La risposta è che il pione essendo estremamente instabile, durante il suo breve volo attraverso l'atmosfera decade o si trasforma in un muone. In $2,5\times10^{-8}$ s circa il pione decade nel muone perdendo nel processo pressappoco il 25 per cento del suo peso. Il muone stesso ha un periodo di decadimento osservato di $2,2\times10^{-6}$ s, ma quello del pione è proprio dell'ordine esatto per la particella di Yukawa. Il processo di decadimento si può dunque esprimere con $\pi\rightarrow\mu+\nu$, in cui ν rappresenta il neutrino. Cosí il mesone originario (pione) non decade in un elettrone come Yukawa aveva dapprima pensato. Anche il decadimento del muone è stato determinato, ma in questo caso si è trovato che il muone decade realmente in un elettrone piú due neutrini, vale a dire che si può rappresentare con la relazione $\mu\rightarrow e+2\nu$. Quindi, omettendo lo stadio intermedio, il pione decade infine in un elettrone ma è accompagnato da tre neutrini. In realtà i neutrini non si osservano mai direttamente in nessun processo. Essi sono dedotti dal rinculo delle particelle che decadono, che è tale da richiedere l'introduzione di qualcosa per la conservazione della quantità di moto e dello spin.

Se questo meccanismo ora proposto è giusto, allora vi è una fondamentale distinzione fra gli spin dei pioni e quelli dei muoni. La teoria di Yukawa richiede, necessariamente, che la particella di Yukawa abbia uno spin intero, che può essere chiaramente 0 o 1, o qualche altro valore intero. Si sa che anche i fotoni hanno uno spin intero ed è questo fatto che permette una stretta interazione tra pioni e nuclei. Dagli schemi di decadimento segue che lo spin del muone deve essere semintero e questo spiega perché il muone è cosí penetrante, cioè il suo spin semintero gli impedisce di interagire coi nuclei. Le sue proprietà verranno discusse piú avanti.

PRODUZIONE ARTIFICIALE DEI MESONI Come si dirà in un prossimo capitolo, dal 1948 in poi grandi macchine acceleratrici di particelle incominciarono a funzionare negli Stati Uniti e con esse in breve tempo si potè disporre di particelle con una energia fino a 450 MeV. Bombardando la grafite con nuclei di elio accelerato di energia 450 MeV si scoprí che i mesoni potevano essere prodotti artificialmente a piacere, in quantità relativamente grande. Questo permise di misurare con precisione le loro costanti. Si trovò con alto grado di certezza che la massa del pione carico era 273 se si prendeva come unità la massa dell'elettrone. La massa del muone era 207. La vita media del pione trovata nella produzione artificiale di queste particelle era $2,55\times10^{-8}$ s, mentre quella del muone era $2,2\times10^{-6}$ s. Si è stabilito che lo spin del pione è uguale a zero.

In mancanza di altre reazioni si è visto che i pioni formati artificialmente decadono in muoni e neutrini, secondo le espressioni seguenti:

$$\pi^+\rightarrow\mu^++\nu$$

$$\pi^-\rightarrow\mu^-+\nu\,.$$

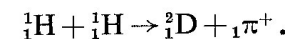
I mesoni π^0 neutri (neutretti) decadono in due raggi γ ciascuno di energia 67 MeV in circa 3×10^{-15} s in questo modo

$$\pi^0\rightarrow\gamma+\gamma\,.$$

Questi raggi γ sono stati rivelati sperimentalmente attraverso la loro produzione di coppie di elettroni. La massa del mesone π^0 è 264 come è stata determinata da questi raggi γ.

Con gli acceleratori si producono tutti e tre i tipi di mesoni π e cosí si confermano le scoperte fatte coi raggi cosmici.

Ora, come sarà discusso piú dettagliatamente in seguito, si è trovato utile descrivere le interazioni fra nuclei per mezzo delle equazioni delle reazioni che assomigliano a quelle usate da tanto tempo in chimica. Una reazione tra protoni che conduce alla formazine di mesoni si rappresenta cosí

$${}^1_1\mathrm{H}+{}^1_1\mathrm{H}\rightarrow{}^2_1\mathrm{D}+{}_1\pi^+\,.$$

In questa equazione c'è equilibrio di tre cose, in ambedue i membri, 1) la massa (considerando anche le energie equivalenti trasformate dai difetti di massa), 2) la carica, 3) la quantità di moto (e anche il momento angolare, o spin).

In questa equazione gli indici della parte sinistra in alto dànno la

massa (in cifra tonda) e gli indici inferiori la carica. È implicita la conservazione dell'energia e della carica.

È stato ora accertato che protoni con una energia superiore a 200 MeV daranno origine ai mesoni quando avviene una collisione nucleare. Il caso piú semplice si ha quando i protoni bombardano idrogeno liquido come bersaglio.

Quando i protoni accelerati colpiscono un bersaglio piú complesso come il carbonio, allora si creano mesoni π positivi, negativi e neutri. Si è visto che questi tre tipi differenti reagiscono molto diversamente con i nuclei atomici. I mesoni π negativi, essendo attratti dai nuclei positivi, possono reagire violentemente e produrre esplosioni nucleari (stelle). Cosí se incontrano un nucleo prima di decadere in muoni, essi reagiscono violentemente. I mesoni π positivi si differenziano in quanto non reagiscono con i nuclei, ma proseguono nel decadimento fino a diventare muoni.

Le macchine acceleratrici producono migliaia di mesoni al secondo, numero grande se paragonato a quello che si trova nei raggi cosmici in regioni di dimensioni corrispondenti. Una osservazione fatta con questi mesoni, di molta importanza nella teoria nucleare, è stata la determinazione sperimentale dello spin del mesone. Secondo la teoria di Yukawa avrebbe dovuto essere 0 o 1, ma il valore vero era argomento d'ipotesi e congetture. Ora la teoria mostra che paragonando la probabilità relativa di creazione di mesoni π positivi, quando protoni accelerati vengono in collisione con protoni, col processo inverso di assorbimento di mesoni π positivi nel deuterio, è possibile derivare lo spin del mesone. Il risultato sperimentale diede senza ambiguità il valore zero.

La disintegrazione nei raggi cosmici del neutretto è la causa della produzione di radiazioni γ che portano alla successiva produzione di coppie che dànno origine alle cascate di elettroni, positoni e fotoni che sono la sorgente della componente molle al livello del mare. I getti di pioni già menzionati, nei raggi cosmici, si trasformano in stretti coni di muoni, cosicché ogni tanto si trovano cascate di particelle penetranti.

ANOMALIE DI MOMENTO MAGNETICO L'esistenza *virtuale* del mesone nel normale nucleo non eccitato rende comunque conto di alcune inte-

ressanti anomalie, che erano un grosso problema prima che la teoria del mesone venisse a spiegarle. Cosí dato che un protone nucleare si può considerare dissociato per una parte del suo periodo di esistenza da un mesone positivo che se ne stacca, il momento magnetico di un protone nucleare è la media risultante del suo stesso momento magnetico e di quello del mesone positivo. La dissociazione ha luogo soltanto per una piccola parte della sua vita, ma essendo il mesone piú leggero del protone ha un piú grande momento magnetico. Sulla media, la combinazione del protone e del mesone positivo, in cui il protone si dissocia per breve tempo, conduce a un momento magnetico risultante, *che eccede* quello prevedibile da semplici considerazioni teoriche sulla carica e sullo spin ed è proprio quello che si trova in pratica.

Di nuovo in modo analogo un neutrone è per una piccola parte del suo periodo di esistenza dissociato in un mesone negativo e in un protone. Questa combinazione ha un momento magnetico *negativo* risultante, poiché quello del mesone negativo è molto superiore a quello del protone. Cosí si arriva alla conclusione che un neutrone avrà un momento magnetico negativo.

Ora uno dei problemi che si riferiscono alla derivazione di momenti magnetici nucleari da studi di strutture iperfini e con altri metodi di ricerca, è stato lo stabilire che le specie nucleari con numero dispari di neutroni hanno momenti magnetici negativi, e invero da questa e altre prove si è giunti ora a determinare per il neutrone un momento magnetico negativo. Ma senza l'ipotesi della dissociazione del mesone *non ci si aspetterebbe affatto alcun momento magnetico dallo spin di un corpo neutro*. Cosí la teoria del mesone spiega le anomalie del momento magnetico sia del protone che del neutrone.

Esamineremo in seguito ulteriori proprietà del mesone.

20.

Acceleratori di particelle ad alte energie

INTRODUZIONE Gli acceleratori di particelle ad alta energia hanno oggi una parte spettacolare e di grande interesse nella fisica atomica nucleare, una parte che certamente diventerà via via piú notevole. L'apparecchio inizialmente importante di Cockcroft e Walton raggiungeva al massimo 0,8 MeV nell'accelerazione di particelle cariche. Si può fare un paragone con le macchine giganti che oggi forniscono particelle di energia di circa 33 000 MeV.

Si sono sviluppati diversi metodi per l'accelerazione di particelle alle alte energie. Questi metodi usano: 1) la produzione diretta di alte tensioni, che fornisce alle particelle un'accelerazione lineare; 2) l'accelerazione lineare delle particelle per mezzo di impulsi successivi o continui; 3) l'accelerazione ripetuta lungo un cammino circolare, in un campo magnetico idoneo; 4) l'accelerazione lineare a guida d'onda di elettroni. Di questi il primo metodo è importante perché si possono mantenere energie abbastanza precise, il secondo potrà avere un considerevole sviluppo futuro, mentre il terzo comprende i tipi che ultimamente hanno portato alle macchine spettacolari, dispendiose ed enormi, che forniscono le piú alte energie oggi ottenibili. Questi differenti sistemi verranno passati in rivista.

Moltiplicatore di tensione

Esso, quale fu usato originariamente da Cockcroft e Walton, consisteva di un gruppo di condensatori di capacità uguale uniti insieme da un sistema di valvole rettificatrici funzionanti da interruttori. Un

trasformatore forniva 100 000 volt al sistema dei condensatori, e il meccanismo interruttore li caricava e scaricava in modo che ne risultasse un raddoppio della tensione. Si potevano ottenere circa 0,8 MeV che venivano utilizzati in un lungo tubo contenente idrogeno: i protoni accelerati erano impiegati in esperimenti di disintegrazione nucleare.

In alcune varianti piú recenti sono stati raggiunti 3 MeV. Il costo è relativamente basso e sebbene le energie non siano all'altezza degli standard moderni, le correnti ioniche che si ottengono sono abbastanza grandi.

IL GENERATORE ELETTROSTATICO Per anni i generatori elettrostatici (come la macchina di Wimshurst) sono stati usati per produrre alte tensioni. Le classiche macchine a induzione di questo tipo erano tutte instabili e fornivano una corrente d'uscita molto piccola.

Nel 1931 un nuovo tipo di macchina fu inventato da Van der Graaff. Queste macchine hanno una parte importante nella fisica nucleare, perché molte di quelle recentemente fabbricate arrivano fino a 8 MeV, fornendo una tensione molto costante con un controllo preciso e una di queste macchine raggiunge i 22 MeV. *Con queste, possono essere prodotte particelle di energia effettivamente uniforme.* E d'altra parte, se sono accelerati gli elettroni, questi possono essere usati per eccitare raggi X intensi ad onda corta, per urto contro un bersaglio. Nella macchina di Van der Graaff la carica è portata continuamente a un elettrodo sferico, l'elettrodo ad alto potenziale, da una cinghia di materiale isolante su cui la carica viene spruzzata da punte per effetto corona. Un disegno schematico del dispositivo è mostrato nella figura 1.

L'apparecchio deve trovar posto in una costruzione sufficientemente grande, poiché la macchina da sola può raggiungere circa nove metri di altezza. Una cinghia verticale senza fine di materiale flessibile isolante gira tra due pulegge. Con le punte *A* nella parte piú bassa, un potenziale di circa 50 000 volt, ottenuto da un dispositivo rettificatore, spruzza la carica sulla cinghia che porta allora in alto le cariche positive. La puleggia superiore è in un grande emisfero di metallo e per mezzo delle punte *B* la carica è portata via e si accumula sull'emisfero. Un conduttore cavo può continuare a ricevere cariche, finché queste

non raggiungono un valore tale da scaricarsi a terra attraverso l'intervallo d'aria. Il meccanismo di carica è aiutato dalle punte *C* in alto e dalla parte della cinghia che va verso il basso, di fronte alla terminazione

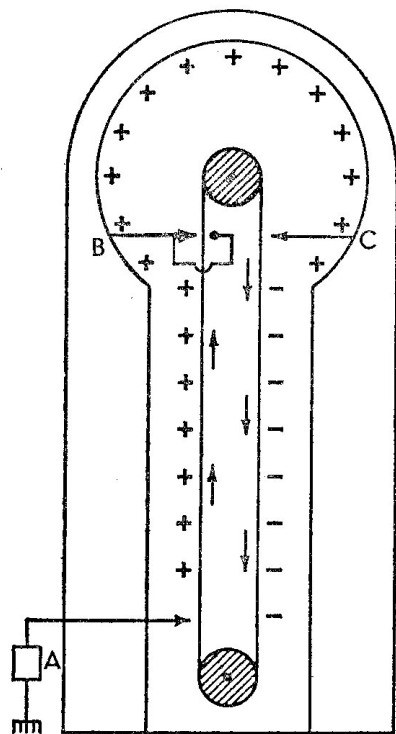



Figura 1

arrotondata delle *B*. Una scarica negativa ha luogo dalle *C* cosicché la cinghia porta verso il basso una carica negativa. Questa alla fine passa alla sorgente e sebbene non alteri il potenziale aumenta la corrente che può essere ricavata.

La limitazione principale all'aumento del potenziale è la rigidità dielettrica del gas che circonda la macchina. Per aumentare la rigidità dielettrica del gas, l'apparecchio è racchiuso in un grande cilindro d'acciaio a perfetta tenuta, riempito con azoto ad una pressione di circa 15 *atmosfere*, il che costituisce certo un'impresa formidabile d'ingegneria. L'aggiunta di gas elettronegativi come il freon (CCl_2F_2) aumenta la rigidità dielettrica per un fattore di circa 2.

Dato che l'alta tensione non può essere portata fuori del cilindro che chiude l'apparecchio, il tubo a vuoto lungo il quale gli ioni devono essere accelerati è costruito all'interno delle lastre che sorreggono l'emisfero ad alta tensione.

Le tensioni possono essere mantenute costanti con una precisione di 1 su 10^4, equivalente a una fluttuazione di soli 100 volt su un milione. Correnti di quasi un milliampere si sono ottenute a 5 MeV. Nei generatori *tandem* recentemente inventati, gli ioni negativi sono accelerati a 5 MeV, poi gli elettroni sono strappati via e gli ioni positivi risultanti sono respinti nella stessa direzione, si ha cosí un effettivo raddoppio di energia. Tandem multipli sono previsti per il futuro e si sta adesso costruendo una macchina di questo tipo che fornirà 22 MeV.

È possibile ottenere un'alta energia per le particelle partendo con potenziali bassi e poi facendo uso di metodi di accelerazione di risonanza, in cui le particelle ricevono impulsi successivi. I risonatori lineari e magnetici, sono i due tipi apparsi. Con questi l'alta tensione si ottiene da una tensione iniziale piú bassa.

Acceleratori lineari

Sono essenzialmente due le macchine che fanno uso dell'accelerazione diretta lineare. Sono 1) gli *acceleratori impulsati* e 2) gli *acceleratori a guida d'onda.*

1) L'accelerazione di particelle cariche in un tubo rettilineo a vuoto è stata realizzata per la prima volta nel 1928 da Wideröe per mezzo di un'applicazione ripetuta di impulsi con tensioni alternate a radiofrequenza. Nel 1931 Sloane e Lawrence produssero con tale metodo un fascio di ioni di mercurio che emergevano con un'energia di 1,25 MeV, fornendo inizialmente una radiofrequenza di 30 MHz di soli 40 000 volt. Il principio del tubo a impulsi ora usato è mostrato nella figura 2.

Le particelle cariche sono accelerate lungo un certo numero di cilindri

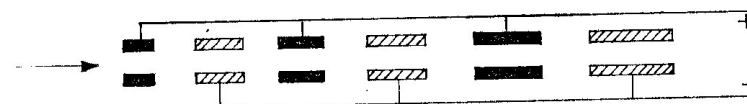



Figura 2

vuoti di lunghezza crescente, connessi alternativamente alle due terminazioni di un generatore a radiofrequenza.

I cilindri dispari e quelli pari sono tutti nello stesso istante alternativamente positivi o negativi. Gli ioni positivi sono dapprima attratti da un cilindro negativo, attraverso lo spazio vuoto tra i cilindri. Mentre passano lungo un cilindro non ricevono impulsi, dal momento che si trovano in un potenziale uniforme. Uscendo nell'intervallo fra i due, sono di nuovo accelerati. La frequenza è regolata in modo che nel tempo in cui le particelle raggiungono la fine di un cilindro negativo il campo ha oscillato di mezzo ciclo, cosí nell'uscire il cilindro che incontrano è negativo e le particelle subiscono un nuovo impulso in avanti. Siccome la velocità aumenta, e la frequenza applicata è costante, è chiaro che i tubi che forniscono gli impulsi devono crescere in lunghezza, poiché in ogni tubo il tempo impiegato a percorrere la lunghezza deve essere un mezzo periodo. La velocità della particella è approssimativamente proporzionale alla radice quadrata dell'energia della particella (c'è una correzione relativistica) per cui le lunghezze dei tubi dovranno essere approssimativamente proporzionali a $\sqrt{1}$, $\sqrt{2}$, $\sqrt{3}$ ecc. Con 30 cilindri Sloane e Lawrence hanno ottenuto alla fine particelle con una energia eguale a 2,8 MeV. Alvarez, nel 1947, usando 47 tubi a impulso che variavano da 10 a 33 cm in lunghezza e con una sorgente di 200 MHz ottenne energie molto piú alte. Gli ioni iniziali iniettati erano protoni di energia 4 MeV ottenuta da un generatore Van der Graaff. Dopo esser passati attraverso la lunghezza totale di tubo di circa 12 m questi uscivano con un'energia di 32 MeV.

Questa macchina è stata chiamata "Linac". Essa ha alcuni vantaggi sulle altre macchine acceleratrici magnetiche che descriveremo piú avanti. Il vantaggio principale è l'alta intensità del fascio che è anche ben collimato in un fascio molto sottile.

È ora in funzione un acceleratore lineare di protoni di 600 MeV, progettato per fasci di intensità rilevante.

2) Il primo acceleratore *a guida d'onda* fu costruito da Fry nel 1947. Esso si basa sul fatto che quando un'onda elettromagnetica si muove lungo un tubo circolare, il cui asse è parallelo al campo elettrico dell'onda, essa fornisce un campo acceleratore continuo per una particella che può

essere tenuta in fase col campo. In una guida d'onda a sezione trasversale circolare la velocità di fase è maggiore di *c*, velocità della luce, ma inserendo dei diaframmi o rivestendo con un dielettrico, la velocità di fase può essere ridotta fino al valore 0,4 *c*. *Questo limita la tecnica all'accelerazione degli elettroni*, cui sono necessari soltanto 50000 volt perché raggiungano una velocità di 0,4 *c*. I protoni invece richiedono 10^8 volt come energia iniziale prima di raggiungere questa velocità.

Gli elettroni si raggruppano e si mantengono in fase con l'onda lungo la guida, ma è necessario un campo magnetico assiale perché il fascio di elettroni resti focalizzato. Le intensità ottenute per i fasci sono piú alte che nel caso di *protoni* accelerati linearmente. Poiché le repulsioni elettrostatiche che creano una carica spaziale diventano molto piccole, quando si raggiungono velocità che si avvicinano molto alla velocità della luce, ne segue che le repulsioni di carica spaziale nel fascio piú veloce di elettroni sono minori che nel fascio piú lento di protoni. Le massime correnti elettroniche possono cosí essere alte, sebbene nello stesso tempo le correnti che si forniscono non siano maggiori di 1 microampere.

Negli Stati Uniti una siffatta macchina acceleratrice lineare sta già fornendo elettroni di 600 MeV. È una guida d'onda di circa 7 cm di diametro e lunga 67 m circa. Microonde di frequenza 3000 MHz sono create con potenze di massimo molto elevate, cioè circa 300 megawatt, ma agenti solo su un impulso di 2 microsecondi, ripetuto al ritmo di 60 al secondo. La potenza è uno dei maggiori fattori nel costo d'esercizio. Si è ora cominciato a Stanford (Stati Uniti) a lavorare su un acceleratore lineare, da cui ci si ripromettono elettroni da 40000 MeV. La lunghezza della guida d'onda sarà di 3200 metri e verranno disposti 240 generatori d'onda a intervalli regolari lungo la guida. Il costo previsto è di 70 miliardi di lire.

I metodi di risonanza magnetica

IL CICLOTRONE L'invenzione del ciclotrone da parte di Lawrence nel 1930 ha avuto una profonda influenza sulla fisica nucleare sperimentale.

Nel ciclotrone viene fornita energia agli ioni mediante un'accelerazione multipla, secondo il principio illustrato nella figura 3. La parte principale dell'apparecchio consiste di una scatola metallica circolare,

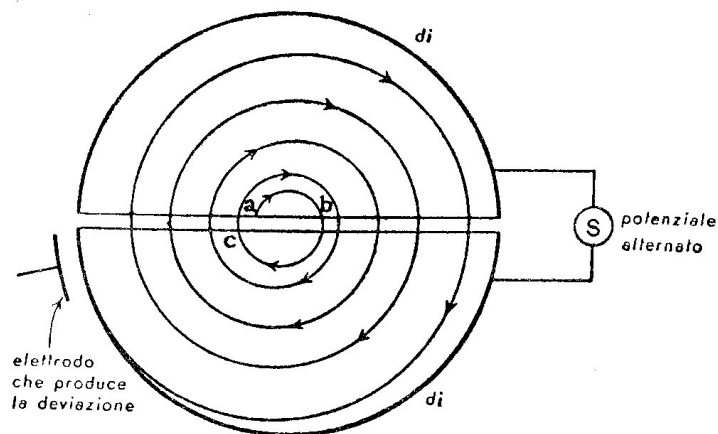



Figura 3

tagliata in due, le due parti essendo separate da uno spazio. Siccome esse hanno la forma della lettera *D* sono chiamate le *di*. Fra le due "di" è applicato un potenziale alternato ad alta frequenza, non superiore, in generale, al valore massimo di 100 000 volt. Le "di" sono situate in una camera dove è stato fatto il vuoto e che è mantenuta in un campo magnetico uniforme di circa 15 000 gauss. Per ottenere un tale campo sono necessari magneti del peso di 4000 tonnellate e il consumo di energia elettrica è molto grande. Ioni gassosi vengono prodotti vicino al centro delle "di" o termoionicamente o anche mediante speciali sorgenti ioniche capillari di elevata intensità. Gli ioni possono essere o protoni, o deutoni, o atomi di elio ionizzato, ecc.

Essi vengono accelerati da una differenza di potenziale esistente fra le "di" e, siccome si trovano in un campo magnetico con le linee di forza perpendicolari al piano delle "di", descrivono una piccola traiettoria semicircolare. Da ciò che segue si vedrà che *il tempo impiegato per descrivere un semicerchio è indipendente sia dalla velocità degli ioni, sia dal raggio di curvatura della traiettoria.*

Il raggio di curvatura dell'orbita R è dato da

$$HEV = MV^2/R\,,$$

dove E, M e V sono la carica, la massa e la velocità dello ione, e H l'intensità del campo magnetico.

Cosí

$$R = MV/HE\,.$$

Evidentemente il tempo T impiegato a percorrere un semicerchio è

$$\pi R/V = \pi M/HE = T\,.$$

Perciò questo tempo è indipendente sia da R che da V ed è lo stesso per *tutte le particelle aventi la stessa massa e la stessa carica.* La frequenza del potenziale alternato applicato e il valore di H si possono scegliere in modo che una particella, partendo da a, raggiunga b proprio nel momento in cui il potenziale ha eseguito una oscillazione di un mezzo periodo. Perciò la particella viene *accelerata attraverso* la fessura verso la "di" opposta. Siccome questa accelerazione aumenta la velocità dello ione, quest'ultimo descrive un semicerchio con raggio piú grande e giunge nel punto c. Ma il tempo impiegato è indipendente sia dal raggio sia dalla velocità, onde c viene raggiunto *esattamente nel momento in cui il campo alternato accelera la particella ancora una volta attraverso la fessura.* Con questo sistema si possono dare *parecchie centinaia* di impulsi distinti ad ogni particella prima che queste giungano sul margine esterno delle "di". Nella circonferenza esterna viene posto un elettrodo supplementare che devia gli ioni accelerati su di un bersaglio contenente la sostanza da studiare.

Sostituendo nell'espressione di T il valore di E/M d'un protone, si trova $T = (6{,}57 \times 10^{-4})/H$ s. Con un campo magnetico H uguale a 15 000 gauss, il tempo impiegato è di circa $4{,}4 \times 10^{-8}$ s. L'inverso del doppio di questo valore, circa $1{,}1 \times 10^7$, dà la frequenza del potenziale alternato che si deve applicare affinché la fase cambi esattamente nell'istante in cui la particella arriva nello spazio fra le due "di". Una tale frequenza è quella di una radioonda di circa 26 metri.

L'ENERGIA DELLE PARTICELLE NEL CICLOTRONE Se particelle di carica E e di massa M acquistano una velocità V, l'energia X in elettronvolt è data dalla relazione $XE = 1/2\, MV^2$, da cui, $V = \sqrt{2XE/M}$. Poiché la

velocità v su ogni percorso di raggio r è data da $HEr/M=v$, è chiaro che la velocità finale V è data da $HER/M=V$, dove R è il raggio delle "di". È perciò desiderabile avere R il piú grande possibile, appropriato al valore del campo H. Sostituendo V dalle relazioni precedenti si ricava

$$HER=\sqrt{2XEM},$$

da cui $X=\frac{H^2R^2}{2}\cdot\frac{E}{M}$ e infine $XE=\frac{H^2R^2}{2}\cdot\frac{E^2}{M}$.

L'energia delle particelle in elettronvolt è perciò proporzionale a E^2/M. Per protoni, nuclei di deuterio (deutoni) e particelle α tale rapporto diviene $1^2/1$, $1^2/2$, $2^2/4$, da cui si vede che protoni e particelle α acquistano la stessa energia, mentre i deutoni ne acquistano solo la metà.

Le dimensioni del ciclotrone sono descritte generalmente con i diametri dei loro poli, i diametri delle "di" essendo leggermente minori. Il primo modello aveva espansioni polari di 6,35 centimetri e accelerava i protoni a 0,08 MeV. Le dimensioni dei poli aumentarono rapidamente fino a che nel 1946 fu costruito un ciclotrone, col diametro di 1,50 m che produceva deutoni con energia 24 MeV. Una macchina di circa 5 m di diametro fu costruita a Berkeley, ma piú tardi venne modificata in un'altra di tipo analogo.

Si noterà che le energie finali delle particelle non implicano la tensione applicata alle "di". Comunque quanto minore è la tensione tanto maggiore è il numero dei giri fatti. Ma anche adottando alte tensioni l'intera traiettoria può superare i 300 metri, e quanto minore è il numero dei giri tanto piú facile è la messa a fuoco. La potenza elettrica richiesta varia come la quarta potenza della energia delle particelle. Il ciclotrone di 1 metro e mezzo di Berkeley richiede 150 kW di radio frequenza a 250 kV tra le "di" per produrre deutoni di 24 MeV. Il magnete pesa 200 tonnellate. Il fascio di ioni deve essere focalizzato per essere mantenuto piano e questo si ottiene frapponendo sottili dischi (chiamati *shims*) negli intervalli fra i poli e le "di". Si fa in modo d'avere un gradiente radiale del campo che mette a fuoco il raggio: questo fuoco è altamente critico.

La sorgente iniziale di ioni è un arco a bassa tensione nel centro della

scatola delle "di" che è alimentato da gas idrogeno, deuterio o [illegible] La corrente dovuta al fascio di ioni che circola nelle "di" può essere di parecchi milliampere. Per essere utilizzato il fascio deve essere portato fuori del campo magnetico per mezzo di una placca deflettrice negativa a 150 kV. Poiché le orbite sono vicine, solo una frazione del fascio che circola può essere estratta, i fasci estratti non superando di solito 0,4 milliampere, ma in un caso particolare si è estratto un fascio di 7 milliampere. I raggi hanno energia molto elevata. Un fascio di 0,4 milliampere di 24 MeV ha circa 10 kW di potenza: questo fascio può rapidamente bruciare qualsiasi bersaglio colpito.

Sebbene i fasci siano di potenza rilevante e di alta energia, essi sono molto meno uniformi quanto a energia di quelli dati dai generatori di Van der Graaff. In realtà è assai comune una dispersione di energia del 10 per cento.

IL SINCROCICLOTRONE Siccome l'energia raggiunta dalle particelle uscenti nel ciclotrone è proporzionale a H^2R^2 sembrerebbe che se R venisse fatto sufficientemente grande (un problema, questo, di ingegneria) l'energia potrebbe allora essere costantemente aumentata. In effetti interviene una seria difficoltà quando R si avvicina o supera il metro e mezzo, perché nella teoria del ciclotrone semplice si è fissato che la massa M della particella resti costante. Per energie fino a circa 20 MeV, questo è ciò che capita, ma a energie piú alte l'aumento relativistico della massa con la velocità comincia a farsi sentire. La massa M a velocità zero, diventa $M/(1-v^2/c^2)^{1/2}$ a velocità v. Con un ciclotrone di un metro e mezzo i deutoni hanno già nelle orbite esterne un aumento della massa dell'uno per cento.

Questo si può ancora tollerare, ma se l'energia viene ulteriormente aumentata come può avvenire in una macchina molto piú grande, l'aumento della massa porterà a particelle che saranno fuori fase: si raggiunge un limite quando l'energia della particella è circa 28 MeV. Nel 1943 Oliphant prima e poi Veksler nel 1945 ed anche McMillan indipendentemente, mostrarono come questo aumento di massa poteva essere compensato. Ciò si può fare in due modi: *a)* si può aumentare il campo magnetico proporzionatamente all'incremento di massa, oppure

b) si può diminuire la frequenza del potenziale oscillante come aumenta la massa della particella. Quando si adatta questa modulazione di frequenza a un ciclotrone esso viene chiamato *sincrociclotrone.* Questa macchina fa uso di una speciale proprietà delle orbite, quella della *stabilità di fase,* secondo le considerazioni seguenti. Per una particella di rilevante energia la cui massa dipende dalla velocità (questa regione di energia è di solito detta regione relativistica) in un campo magnetico costante, con una tensione costante applicata alle "di", *vi è soltanto una energia per cui la particella si muove in un'orbita stabile.* Se una particella di questa energia attraversa lo spazio tra le "di" quando la differenza di potenziale è zero *può continuare a muoversi indefinitamente,* senza guadagnare o perdere energia nei suoi giri.

Si può comunque allargare questa orbita stabile e aumentare la sua energia sia aumentando l'intensità del campo magnetico, sia diminuendo la frequenza della tensione delle "di". Nel sincrociclotrone se la frequenza viene leggermente diminuita, la particella in un'orbita stabile (cioè in un'orbita tale che la particella attraversa lo spazio tra le "di" in una caduta di potenziale uguale a zero) arriva ora tra le "di" in una fase acceleratrice, l'energia aumenta e continua cosí finché la particella si sistema in una nuova orbita stabile di frequenza minore e di aumentata energia. Se il cambiamento viene effettuato lentamente, la stabilità di fase è conservata e la particella ha tempo di sistemarsi nella sua nuova orbita stabile. Variando gradatamente la frequenza, l'energia può allora essere aumentata mettendo la particella in orbite stabili successive di energia sempre piú alta.

Se invece la frequenza è mantenuta costante e il campo magnetico variato lentamente, la stabilità può ancora essere conservata e questo secondo principio è impiegato in un altro tipo di macchina che descriveremo in seguito; è chiamata *sincrotrone* quando al posto della modulazione di frequenza si usa una variazione di campo magnetico.

Il *sincrociclotrone* ha molti vantaggi sul ciclotrone. Dato che si possono ottenere alte energie con una lenta espansione delle orbite stabili, molte di queste orbite sono necessarie per le alte energie e questo impone una condizione di tensioni piú basse nelle "di" che nel caso del ciclotrone. Nella piú grande macchina finora costruita, il grande

sincrociclotrone di 460 cm di Berkeley, sono applicati soltanto alcuni kilovolt e la potenza di radiofrequenza per questa macchina è soltanto un decimo di quella del ciclotrone di m 1,50, che è molto meno potente. Le orbite sono cosí numerose che un protone viaggia per 210 km circa prima di raggiungere la massima energia! Comunque dal momento che gli ioni sono costretti in orbite stabili durante una piccola frazione del ciclo totale la corrente prodotta è molto meno di quella fornita da un ciclotrone. La corrente media circolante può essere bassa fino al valore di 1 μA e il fascetto estratto soltanto la centesima parte di questa quantità. A questo modo si ottengono alte energie a spese dell'intensità.

Ci sono oggi in funzione numerose macchine che forniscono energie superiori ai 100 MeV. C'è quella da 460 cm che ha un magnete da 4000 tonnellate. Essa fornisce particelle di energia di 730 MeV. Una macchina di 5 metri progettata per il laboratorio di Ginevra fornisce protoni di 600 MeV. La macchina di Liverpool, con i poli di 4 metri ha un magnete di 1640 tonnellate, con intensità di campo di 18 800 gauss e fornisce protoni da 400 MeV nonostante che il suo magnete sia piú piccolo di quello della macchina di 460 cm.

Un metodo per l'estrazione del fascio è stato sviluppato a Liverpool in cui, con un *sincrociclotrone* da 400 MeV, si è estratto fino al 3 per cento della corrente interna del fascio, il che è circa 1000 volte meglio dei valori precedenti.

In teoria un *sincrociclotrone* può essere costruito per energie sempre piú grandi, ammesso che si possa trovare un magnete grande abbastanza. Ma il costo del magnete per una energia superiore ai 1000 MeV è cosí proibitivo che diventa antieconomico e il *sincrotrone* che usa soltanto un magnete *anulare* e pertanto piú leggero, è un progetto migliore. Per l'accelerazione di particelle atomiche ad energie eccedenti i 10^9 volt, si usano allora i *sincrotroni* che saranno descritti in dettaglio in seguito.

IL BETATRONE Il sincrotrone di cui abbiamo appena parlato si sviluppò in realtà da una macchina acceleratrice di *elettroni,* il *betatrone,* al quale daremo dapprima uno sguardo retrospettivo. Tra le macchine già descritte, il moltiplicatore di tensione, il generatore di Van der Graaff e la guida d'onda possono essere usati per accelerare gli *elettroni,* le

altre sono invece progettate per l'accelerazione di particelle atomiche pesanti, per esempio *ioni positivi.* C'è un urgente bisogno (soprattutto nel campo della ricerca biologica e medica come del resto nella ricerca atomica) di raggi X di alta energia e questi possono essere prodotti bombardando un bersaglio con *elettroni* di alta energia. Il betatrone fu la prima macchina importante per produrre elettroni di grande energia. In questa macchina si fa nuovamente uso di accelerazioni in orbite circolari, ma a differenza del ciclotrone (che ha un campo magnetico costante) *nel betatrone viene impiegato un campo magnetico alternato* e l'accelerazione ha luogo soltanto quando il campo variabile aumenta. Né il ciclotrone né il *sincrociclotrone* possono far fronte al grande aumento relativistico di massa cui vanno soggetti gli elettroni di alta energia. Le velocità degli elettroni già di solo 1 MeV sono cosí vicine a quelle della luce che la massa è già aumentata di un fattore di 2,5. Il meccanismo acceleratore del betatrone è tale che l'aumento di massa non è piú un inconveniente. Nel betatrone *l'accelerazione ha luogo in un raggio costante* cosicché è sufficiente un campo magnetico toroidale. Il dispositivo usato è mostrato schematicamente in sezione nella figura 4. L'accelerazione ha luogo in una regione in cui viene fatto il vuoto spinto e che ha la forma della camera d'aria di una gomma di bicicletta ed è chiamata *ciambella.* Il principio impiegato è il principio di induzione del trasformatore, la ciambella sostituisce in questo caso l'avvolgimento secondario. Gli elettroni sono prodotti nella ciambella da un filamento riscaldato. Viene loro fornita un'accelerazione iniziale con circa

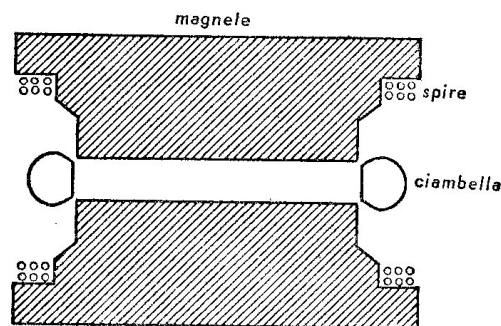



Figura 4

50 000 volt ed essi vengono immessi nella ciambella all'inizio dell'aumento del campo magnetico sinusoidale prodotto nel magnete dalla corrente alternata.

L'aumento del campo magnetico induce una forza elettromotrice nella ciambella, per cui gli elettroni risultano accelerati. Si fa in modo che le condizioni siano tali che il campo magnetico crescente mantenga gli elettroni in un'orbita circolare di raggio costante anziché in orbite a spirale come nel ciclotrone. Siccome $r = mv/He$, ciò si ottiene se H cresce proporzionalmente all'aumento della quantità di moto mv. Questo accade quando la velocità di cambiamento del campo magnetico nell'orbita eguaglia la metà della velocità di cambiamento del flusso medio unitario attraverso l'orbita. Cosí l'incremento di massa si compensa e si produce un'accelerazione continua. In queste condizioni gli elettroni si muovono dentro la ciambella *acquistando un incremento di energia a ogni giro.* Ma questo può continuare soltanto finché il campo magnetico sinusoidale raggiunge il suo massimo valore, perché oltrepassato questo la diminuzione del campo rallenterebbe gli elettroni. Per ciò a questo istante un impulso di corrente viene mandato attraverso un avvolgimento ausiliario, col risultato che gli elettroni di alta energia sono spostati dalle loro orbite stabili e vengono inviati a colpire un bersaglio che emette cosí un fascio di raggi X.

L'emissione dalla macchina consiste pertanto di una successione di brevi fiotti di raggi X, ed ognuno si verifica in corrispondenza del massimo della corrente alternata. Soltanto il primo quarto di ogni ciclo di corrente alternata viene impiegato utilmente nell'accelerazione.

Un pregio del betatrone è che una macchina relativamente piccola, facilmente sistemabile su un tavolo, può arrivare fino a energie di 1 MeV. Sono state anche costruite macchine molto grandi, molte di esse sono in uso negli ospedali per produrre raggi X necessari a determinate cure. L'Illinois possiede una grande macchina con una ciambella del diametro di 2,5 m e un magnete che pesa 350 tonnellate e che fornisce elettroni di 340 MeV.

Le velocità degli elettroni (che per una data energia sono sempre superiori a quelle delle particelle pesanti) sono tali che in un quarto di ciclo (1/200 di secondo per una corrente alternata di 50 Hz) gli elet-

troni in una grossa macchina possono girare per circa 250 000 volte, percorrendo in tal modo circa 1350 km tra il momento dell'immissione e quello della estrazione. Ad ogni giro gli elettroni possono acquistare un impulso medio di 400 volt e perciò essi possono uscire da questa macchina con un'energia di 100 MeV. Essi escono con una velocità del 99,99 per cento di quella della luce, *e una massa relativistica 200 volte la massa a riposo.*

Dato che l'aumento nella massa relativistica non interferisce con l'accelerazione, si potrebbe pensare che non esista alcun limite superiore. *Nella realtà questo limite esiste,* non a causa dell'aumento di massa, ma perché gli *elettroni rotanti rapidamente cominciano a irradiare energia elettromagnetica* e si ha un limite quando la radiazione è equivalente al guadagno. La quantità di radiazione è inversamente proporzionale al raggio della ciambella. È importante notare che le guide d'onda *lineari* e gli acceleratori lineari *non* portano alla stessa perdita per radiazione degli elettroni.

IL SINCROTRONE: L'ELETTROSINCROTRONE Usando per il betatrone il principio del sincrotrone, Goward e Barnes effettuarono nel 1946 un considerevole progresso e un'assai grande riduzione di peso. Per esempio furono creati elettroni di 70 MeV con un magnete che pesava soltanto 8 tonnellate!

L'*elettrosincrotrone* (fig. 5) ha la ciambella come il betatrone, in un campo magnetico da corrente alternata. Il magnete M può essere un

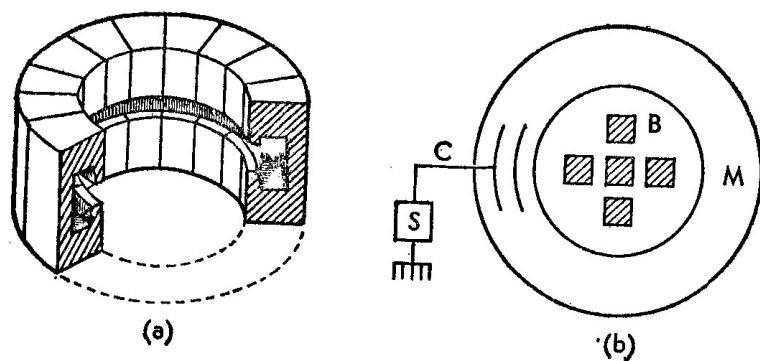



Figura 5

anello con elementi a forma di C (fig. 5*a*) che non chiudono il "buco" nella ciambella, com'era il caso del betatrone. Questa è la ragione del grande risparmio di peso nel magnete. In effetti in alcuni sincrotroni il campo magnetico è prodotto soltanto da avvolgimenti senza nucleo di ferro. Nel buco vi sono alcune sbarre di ferro, chiamate sbarre di flusso (B). Quando gli elettroni sono immessi nella ciambella il sistema si comporta come un betatrone, fino a che gli elettroni raggiungono circa 2 MeV, punto in cui *la saturazione magnetica delle sbarre di flusso fa sì che il meccanismo del betatrone si fermi.* A questo punto comincia ad agire il meccanismo del *sincrotrone,* poiché nella ciambella vi è un elettrodo vuoto C cilindrico connesso con un oscillatore a radiofrequenza (circa 50 MHz) cui possono essere applicati al massimo circa 3 000 volt. Questo potenziale viene applicato all'istante in cui l'azione del betatrone comincia a smettere, cioè quando il meccanismo del sincrotrone comincia ad agire. Ogni volta che un elettrone passa attraverso l'elettrodo (in fase naturalmente con l'oscillazione) acquista un impulso di circa 2000 volt in media per giro. Si ricorderà che gli incrementi nei betatroni piú grandi non superavano i 400 volt, quindi con una dimensione simile questo sistema modificato dà energie piú alte di quanto non dia il betatrone.

Dal momento che la velocità dell'elettrone a 2 MeV è circa il 98 per cento di quella della luce, è chiaro che per tutte le velocità piú alte si può ammettere che la velocità dell'elettrone è effettivamente costante (può soltanto avvicinarsi a c). Cosí siccome il raggio dell'orbita nella ciambella e le velocità sono costanti è solo necessario che la radio frequenza applicata abbia la frequenza di rotazione nella ciambella per ottenere un aumento in ogni giro.

La macchina è fatta in modo che l'azione del betatrone cessi molto presto durante la crescita del campo magnetico, predominando l'azione del sincrotrone. Quando il campo magnetico è *quasi* al suo massimo, il potenziale di radiofrequenza è interrotto. Siccome il campo magnetico ha ancora un piccolo aumento prima di raggiungere il massimo, il raggio del fascio, ora di velocità costante, diminuisce un po' cosí che il fascio *si muove leggermente a spirale* per colpire un bersaglio che

sporge dall'orlo interno della ciambella. Qui sono prodotti i raggi X e cosí viene estratta l'energia del fascio.

In un elettrosincrotrone di 330 MeV che opera negli Stati Uniti gli elettroni *escono con una massa che è piú di 600 volte la massa a riposo!* In queste regioni di alta energia ogni aumento in energia degli elettroni si traduce in un aumento di massa, poiché le velocità sono cosí vicine a *c*, anche a energie molto piú basse, che *non è l'aumento della velocità ma l'aumento della massa* che fa sí che l'energia delle particelle aumenti con l'aumentare della tensione. È stato proposto di chiamare *ponderators* queste macchine che usano elettroni cosí massicci, dato che sono in realtà macchine *che aumentano la massa* piuttosto che macchine *che aumentano la velocità.*

Poiché si ha un campo magnetico di corrente alternata di 50 (o 60) Hz, l'emissione come nel betatrone, è pulsante. Già 10 di queste macchine sono operanti verso i 300 MeV, una lavora a 500 MeV, due hanno raggiunto i 1000 MeV.

IL PROTOSINCROTRONE Poiché gli elettroni perdono energia raggiante quando ruotano ad alta velocità, sembra al momento che 1000 MeV siano un limite massimo per i betatroni e gli elettrosincrotroni. Una soluzione pratica per ottenere energie maggiori era quindi di applicare il principio del sincrotrone all'accelerazione di *particelle pesanti, per esempio protoni,* perché la perdita per radiazione è *inversamente proporzionale alla quarta potenza della massa a riposo.* Acceleratori simili sono stati ora costruiti. Uno a Birmingham, in Inghilterra, fornisce 1000 MeV, mentre negli Stati Uniti uno ha raggiunto i 3000 MeV nel 1954 e un'altro ha raggiunto i 6000 MeV. Poiché in America il numero 1000 milioni è chiamato *billion* (un bilione in Europa è 10^{12}) e poiché un billion di elettronvolt è stato definito 1 BeV, quest'ultima macchina è stata chiamata *bevatrone.* Si è ora fissato che 1000 MeV sarà scritto 1 GeV. Siccome il bevatrone produce particelle con energia dell'ordine dei raggi cosmici è stato anche chiamato *cosmotrone.*

Noi adotteremo il nome di *protosincrotrone,* tenendo conto degli altri come sinonimi comuni.

Il *protosincrotrone,* il cui principio fu enunciato per la prima volta

da Oliphant nel 1943, richiede un tubo (ciambella) circondato da un magnete ad anello. La macchina di Birmingham ha un magnete di 800 tonnellate con un raggio d'orbita di circa 5 metri. La macchina degli Stati Uniti di 6 GeV ha un raggio d'orbita di 30 metri e richiede un magnete di 10000 tonnellate, ma produce particelle di energia non meno di 15 volte superiore alla energia prodotta dal *sincrociclotrone* di 4,60 m che ha un magnete di 4000 tonnellate.

Quando si usano in un sincrotrone particelle pesanti, non si può usare per l'accelerazione una *radiofrequenza costante,* perché il raggio dell'orbita della particella aumenta proporzionalmente alla velocità. Questo non era il caso degli elettroni che avevano tutti raggiunto effettivamente una velocità limite. Perfino un protone di 3 GeV ha solo una piccola frazione della velocità *c.* I protoni sono iniettati nella ciambella con un'energia iniziale di almeno mezzo milione di volt e ricevono un impulso di circa 1000 volt per rotazione. Il tempo richiesto da un protone per compiere una rotazione diminuisce gradualmente col crescere della velocità, cosicché la frequenza del campo di impulsi a radiofrequenza deve crescere con essa e questo deve essere strettamente coordinato con la crescita del campo magnetico che mantiene le particelle nella loro orbita costante. L'aumento di frequenza è dapprima rapido, ma rallenta quando la velocità della particella sta per avvicinarsi a *c.* Nella macchina di Birmingham la frequenza cambia da 250 kilohertz all'inizio dell'accelerazione a 10000 kilohertz alla fine, e questa deve essere collegata al campo magnetico crescente con una precisione maggiore del 1/2 per cento. Per far questo con un controllo adeguato si richiede un tempo di almeno 1 secondo (solo 1/100 di secondo negli *elettrosincrotroni*). Questo comporta di necessità un vuoto molto spinto, se le particelle non devono andar perse nel loro lungo cammino. Un po' di tempo deve esser lasciato al magnete perché ritorni nelle condizioni iniziali. L'emissione pertanto consiste di pulsazioni a intervalli di pochi secondi. In ogni pulsazione i protoni fanno molti milioni di rivoluzioni e possono percorrere fino a *400000 chilometri!* Il campo magnetico a Birmingham è prodotto cortocircuitando gli avvolgimenti dell'elettromagnete attraverso una coppia di grandi generatori, con un volàno di 37 tonnellate tra loro. La corrente sale a 12500

ampere in un secondo, poi torna a zero e il campo magnetico sale da 0 a 15000 gauss. I protoni escono con una velocità di valore 0,95 *c* e massa *due volte* la massa a riposo.

Il *protosincrotrone* di Brookhaven (che è la macchina comunemente chiamata *cosmotrone*) non è circolare, ma composta da quattro quadranti. Il cosmotrone non ha una ciambella circolare. Si è deciso di fare in modo di avere il campo magnetico su quattro quadranti separati, uniti tra loro da quattro sezioni rettilinee. Lo schema è illustrato nella figura 6. Le parti rettilinee non solo aiutano a focalizzare ma in ogni caso

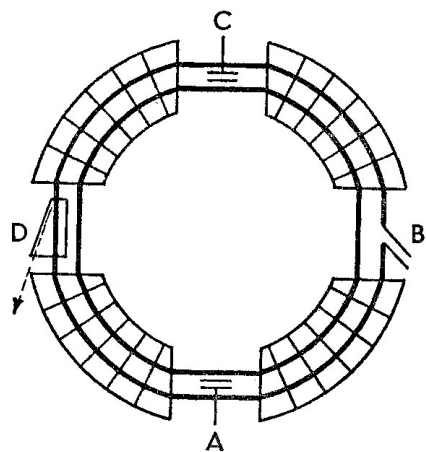



Figura 6

sono necessarie quattro regioni libere da campi. Nella prima regione rettilinea senza campo c'è la cavità acceleratrice modulata, *A*, nel secondo, *B*, c'è il sistema d'iniezione degli ioni, nel terzo, *C*, sono raggruppati gli elettrodi di controllo e nel quarto, *D*, sono posti i bersagli e i dispositivi per l'estrazione dei fasci. I quadranti hanno un raggio di 9 metri circa mentre le parti rettilinee sono lunghe 3 metri. I protoni immessi sono derivati da una macchina di Van der Graaff di 4 MeV. La pulsazione magnetica arriva a un massimo in un secondo, si annulla in un secondo e poi sono necessari tre secondi di riposo perché possa funzionare il sistema di raffreddamento, un dispositivo indispensabile dato che la corrente massima attraverso il magnete è molto alta: 7000ampere. Questa fornisce un campo di 14000 gauss. Ci sono 12

stazioni di pompaggio e si è trovato che è sufficiente un vuoto di 2×10^{-5} mm Hg. Il problema del vuoto è notevole, ma è stato risolto. Infine l'intera macchina è circondata da schermi di cemento dello spessore di 2,50 m, poiché i pericoli dovuti alla radiazione possono essere seri.

SINCROTRONE CON MAGNETE A NUCLEO D'ARIA Una nuova proposta ingegnosa, fatta da Oliphant nel 1955, è ora in fase di progettazione, mentre è in prova un esemplare pilota. Questo sarà un sincrotrone che raggiungerà probabilmente i 10 GeV. Una qualità importante in un sincrotrone del tipo usuale che raggiunga quest'energia è sia la dimensione notevole che l'enorme peso del metallo richiesto per un magnete d'acciaio. Ciò è dovuto in parte al fatto che il campo magnetico massimo del ferro saturato si trova nella regione dei 15000 gauss. È però possibile procurarsi intensità di campo magnetico considerevolmente piú alte con un semplice avvolgimento, senza nucleo di ferro, se si può far uso di una corrente molto forte. Con un campo magnetico di questo tipo si ha un doppio risparmio. In primo luogo si risparmia molto ferro (*molte migliaia di tonnellate*). In secondo luogo: il campo piú grande significa che è necessario un raggio di curvatura piú piccolo per la ciambella, e di conseguenza si avrà una considerevole riduzione nelle dimensioni, con un conseguente guadagno generale in ogni dettaglio della struttura.

E invero un campo magnetico di non meno di 100000 gauss può ottenersi con un metodo originariamente dovuto a Kapitza, che consiste nel cortocircuitare un potente generatore elettrico tramite un semplice conduttore.

Il sincrotrone a nucleo d'aria deve essere costruito secondo i princípi seguenti. Si supponga che una corrente molto forte sia mandata in direzioni opposte lungo due conduttori massicci circolari e concentrici che sono vicini l'uno all'altro (fig. 7*a*). Allora nello spazio tra i conduttori viene creato un campo magnetico molto forte a forma di anello. Nello stesso tempo i conduttori subiscono una forza meccanica molto potente di repulsione come indicato schematicamente nella figura 7*b*, in cui *H* è la direzione del campo magnetico e *F* la forza meccanica. Cosí, con correnti molto forti si richiede una resistenza meccanica con-

siderevole per evitare che venga modificata la forma circolare dei conduttori. Nel sincrotrone proposto la ciambella occuperà la parte tratteggiata nella figura 7*a*, e il campo magnetico sarà prodotto da due conduttori massicci lungo i quali fluirà una corrente molto intensa.

Un calcolo mostra che sono necessari almeno *1,5 milioni di ampere*

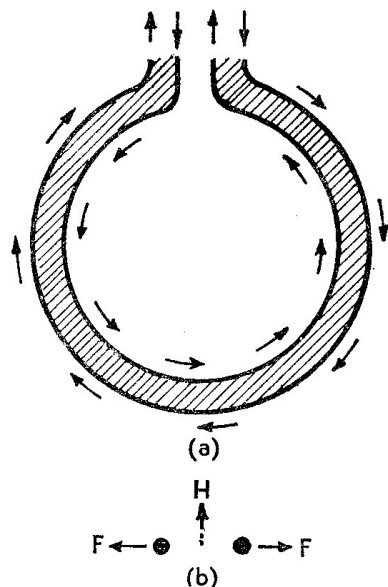



Figura 7

di corrente. Ciò porterà a una forza esplosiva di *16 tonnellate per centimetro* di lunghezza del conduttore, e da ciò è chiaro che nasce un notevole problema di ingegneria soltanto per assicurare la resistenza meccanica ai fini di mantenere invariata la forma geometrica del sistema.

Di ingegnosità particolare è la sorgente di corrente proposta. Il cortocircuitare il tipo convenzionale di generatore elettrico porta a tali sollecitazioni meccaniche nelle spire che nessun generatore a filo esistente potrebbe soddisfare i requisiti richiesti. Pertanto è stato costruito un generatore *senza* avvolgimenti e questa è una macchina semplice, originale e ingegnosa. Non è niente di piú che la prima dinamo originale, il disco di Faraday. Faraday produsse la prima corrente della dinamo ruotando un disco metallico in un campo magnetico, ed è questo il

principio della nuova macchina che è stata chiamata *generatore omopolare*. Esso consisterà di un rotore di 4 dischi di acciaio di 3,60 metri di diametro che pesano 20 tonnellate, questo ruoterà a 900 giri al minuto in un campo di circa 16000 gauss. Cosí questo solo particolare richiederà un magnete paragonabile a quello usato dai grandi sincrociclotroni. A questa velocità di rotazione verrà creata una differenza di potenziale di 200 volt circa tra il centro e la periferia. La corrente sarà ricavata con getti di sodio fuso. Il sodio fonde a 100 °C, costa poco, è facile da ottenere ed è uno dei migliori conduttori elettrici conosciuti. Non sarà difficile mantenere la temperatura necessaria a far restare fluido il solido.

Quando questo generatore sarà cortocircuitato attraverso le due spire massicce, la corrente salirà da 0 a *1,5 milioni di ampere in 0,65 secondi.* Oliphant ha già provato il funzionamento che ci si deve aspettare dal generatore progettato per mezzo di un modello pilota di 60 cm che ha già prodotto con successo 140000 ampere. Si è convinti che la regione dei 10 GeV sarà raggiunta con la nuova macchina e si pensa che il costo totale non supererà quello dei piú grandi sincrotroni che non possono, a parità di costo, raggiungere energie superiori ai 0,5 GeV. Questo sarà un risultato considerevole.

La macchina com'è progettata ha un difetto, cioè il basso ritmo di ripetizione. Il generatore dopo aver fornito corrente deve rallentare e poi essere riaccelerato. Il tempo consumato sarà tale che solo un fiotto di particelle di 10 GeV sarà liberato in un intervallo di 10 minuti. Questa relativa lentezza non è però uno svantaggio serio.

ACCELERATORI A GRADIENTE ALTERNATO Un metodo di focalizzazione alcune volte chiamato gradiente alternato, qualche volta focalizzazione forte, applicato dapprima nel 1952, ha condotto a progressi spettacolosi nelle macchine acceleratrici. In questo sistema un sincrotrone è modificato in modo che le particelle muovendosi di moto circolare nella camera a vuoto passano tra lenti magnetiche, che alternativamente le focalizzano fortemente e le defocalizzano: ne risulta un movimento di va e vieni delle particelle dentro e fuori il percorso circolare. La teoria di questo apparecchio è complicata, ma mostra che per un

dato peso di magnete si possono ottenere energie delle particelle considerevolmente piú alte se paragonate con il sincrotrone normale. Nella maggior parte delle altre macchine il fuoco delle particelle è ottenuto introducendo un *piccolo* decremento radiale del campo, gli *shims* dei primi ciclotroni erano usati per esempio a questo fine. Qui però settori di *forte* gradiente sono posti di proposito alternativamente rivolti all'interno e all'esterno in successione intorno all'orbita, e ne risulta che per una certa energia desiderata, le dimensioni del magnete possono essere ridotte con questo sistema addirittura ad un decimo.

I gradienti nei settori alternati sono ottenuti dando una forma adatta ai poli. Se le facce dei poli sono parallele, allora non c'è alcun gradiente, ma se si crea deliberatamente un incavo cuneiforme tra le facce polari opposte di ogni segmento degli elementi magnetici posti intorno all'orbita, esisterà allora un gradiente di campo tra queste facce. Ponendo il cuneo alla destra in un segmento e alla sinistra nel successivo, vengono ottenute le alternanze desiderate nel gradiente di campo. Si ebbero al principio alcuni timori circa la possibilità di poter far funzionare un sistema cosí complesso fatto su scala realmente grande, ma fu intrapresa un'azione coraggiosa, somme enormi furono profuse nella costruzione e, trionfalmente, tutte le previsioni si dimostrarono giuste.

Alla fine del 1960 il sistema funzionava con successo su due nuovi protosincrotroni molto grandi, la macchina del CERN a Ginevra e quella di Brookhaven negli Stati Uniti. Con la prima si raggiunge l'energia colossale di 28 GeV, e con la seconda ancora di piú; la massima energia raggiunta fu di 33 GeV, cioè $3{,}3 \times 10^{10}$ eV. Entrambe le macchine sono strettamente simili nel disegno e nel comportamento generale e in entrambe le intensità del raggio possono raggiungere 3×10^{11} protoni per pulsazione. La macchina di Brookhaven, la piú potente oggi nel mondo, ha 240 settori magnetici nell'impianto alternativo per focalizzare e defocalizzare. La circonferenza del percorso orbitale ha la lunghezza davvero considerevole di 800 m. Tutto l'insieme è cosí enorme che l'area totale sulla quale è posta la macchina e gli equipaggiamenti ausiliari occupa 80 are circa. Per proteggere il personale il fascio circolante è chiuso in un tunnel, nella cui costruzione furono consumate non meno di 14000 tonnellate di cemento.

Nonostante la vantaggiosa riduzione delle dimensioni del magnete a causa del particolare apparecchio per la messa a fuoco, il magnete pesa ancora 4000 tonnellate e produce un campo di forma soddisfacente fino a una intensità di 11000 gauss. L'intensità del campo del magnete cresce al suo massimo valore in un secondo e cala a zero nello stesso tempo. Il ciclo di magnetizzazione è ripetibile ogni 2,4 secondi. Il progetto e il montaggio dei 240 magneti separati, tutti identici con la precisione di 1/5000, furono un'opera di ingegneria altamente specializzata e accurata. L'allineamento è cosí critico che le posizioni dei magneti debbono essere al posto giusto entro 0,5 mm e con un sistema cosí grande e cosí pesante, si dovettero risolvere speciali problemi di fondazione delle strutture; persino i disturbi sismici dovettero essere presi in considerazione.

La potenza richiesta è una caratteristica notevole della macchina e particolarmente severi sono i requisiti richiesti dal magnete. Questo da solo necessita di un generatore da 35000 kVA mosso da un motore di 5000 cavalli vapore che porta un volano da 40 tonnellate. Ci troviamo chiaramente ora nel campo delle maggiori realizzazioni dell'ingegneria.

Per poter raggiungere delle energie enormi come i 30 GeV è essenziale iniziare immettendo nelle macchine protoni già preaccelerati ad una energia considerevole. Invero essi sono dapprima accelerati a 50 MeV in una preliminare macchina acceleratrice lineare. Questa macchina ausiliaria da sola è già per suo conto un'opera notevole di ingegneria e in effetti richiede un generatore di radiofrequenza di 3 milioni di watt operante a 200 megahertz. Dall'acceleratore lineare esce un fascio di protoni in cui i protoni, di energia 50 MeV, hanno velocità *approssimativamente 1/3 della velocità della luce*. Questi protoni vengono iniettati nel sincrotrone dove sono accelerati, nella debita maniera, fino a circa 30 GeV. A questa energia *le loro velocità sono in realtà circa il 99,95 per cento di quella della luce*. Questo significa che la potenza di radiofrequenza variabile che fa funzionare il sincrotrone, deve essere capace di cambiare la sua frequenza nel rapporto 3:1.

Il tubo a vuoto attraverso il quale circolano le particelle è di sezione trasversale ellittica ($7{,}60 \times 17{,}80$ cm) ed è costruito di una lega di metalli

inossidabili. Naturalmente sono necessari dei sistemi potentissimi di pompaggio per mantenere l'alto vuoto richiesto in un tubo che abbia una tale sezione trasversale e sia lungo 800 metri. Le pompe sono distribuite in gruppi di stazioni di pompaggio e si è trovato che rispondono bene al compito.

Ci si può chiedere quali giustificazioni ci siano per spendere circa novanta miliardi di lire in una macchina. Scientificamente le giustificazioni sono molte. Cosí alcune delle nuove particelle a vita breve furono scoperte con queste nuove macchine. Invero molti dei fatti che discuteremo in connessione con le particelle strane furono ottenuti con questi acceleratori di altissima energia. Esperimenti di diffusione a queste energie molto alte gettano nuova luce sulle caratteristiche delle forze nucleari. Un risultato molto importante fu la conferma dell'esistenza dell'antiprotone che era stato previsto con una certa sicurezza. La creazione di una coppia consistente di protone e antiprotone richiede almeno 1,9 GeV per la creazione delle masse di quiete. C'è anzi molta energia in piú e cosí tali coppie sono ora state create nelle grandi macchine.

Ricapitolazione generale

Guardando indietro ai 30 anni e piú passati della storia delle macchine acceleratrici si vede che vi è stata una espansione rapida, costante e continua nelle potenze che si rendevano disponibili. Nel 1929 fu inventato per primo il semplice moltiplicatore elementare di tensione che forniva la modesta potenza di 0,8 MeV. Seguirono poi i generatori elettrostatici che ora possono produrre 22 MeV. Subito dopo venne il ciclotrone, che raggiunse i 20 MeV, prima di incorrere nelle difficoltà inerenti all'aumento relativistico di massa. Piú o meno nello stesso tempo fu inventato l'acceleratore lineare protonico e con questo si raggiunsero i 30 MeV (ora è in funzione una macchina di 50 MeV). Un gran passo in avanti fu fatto col betatrone che seguí questa macchina, e con questo si ottennero i 120 MeV. Poi nel 1945 si arrivò al principio del sincrotrone e questo portò a un immediato considerevole progresso, e con il sincrotrone e il sincrociclotrone divennero possibili energie fino a 450 MeV.

Le macchine del tipo del ciclotrone, del betatrone e del sincrotrone, sfruttavano tutte impulsi ripetuti di particelle in percorsi circolari, ma nel frattempo erano stati sviluppati sistemi lineari a guida d'onda per accelerare gli elettroni e con questi ultimi si raggiunsero i 600 MeV. Dal 1950 il piú grande dei protosincrotroni produce 1 GeV. Poi si fece strada una nuova soluzione che ha permesso un gran balzo in avanti, poiché nel 1952 si sviluppò l'idea del sincrotrone a gradiente alternato, e ciò permise di ottenere un aumento spettacoloso tale che dal 1960 viene prodotta dalla gigantesca macchina di Brookhaven l'energia massima di 30 GeV. Ma le dimensioni e il costo dell'installazione sono enormi.

Eppure il limite non è certamente stato raggiunto ancora. Già a Stanford negli Stati Uniti si stanno considerando dei progetti per la costruzione di un acceleratore *lineare* gigante da cui ci si possono attendere 45 GeV. Questa macchina, per ora solo prevista, sarà di dimensioni incredibili. Ultimata *sarà lunga 3,2 chilometri* e la spesa preventivata è di oltre 70 miliardi di lire. Tale macchina può naturalmente essere progettata soltanto come impresa nazionale da una delle grandi potenze.

Un'idea che può profondamente influire sui futuri sviluppi, e che sta ricevendo una seria ed attiva considerazione, è la produzione di collisioni fra *due fasci di particelle che ruotano in direzioni opposte*, invece di far urtare un raggio contro un bersaglio fisso. È abbastanza sorprendente che l'effetto di una tale collisione è molto piú grande di quanto non ci si aspetti da considerazioni semplici. Quando un bersaglio è in *riposo* i calcoli mostrano che l'energia cinetica che realmente *si può sfruttare* in una collisione fra protoni è data dalla espressione

$$E_0[(2+2E/E_0)^{1/2}-2]$$

dove E è l'energia del protone proiettile incidente, ed E_0 è l'energia della massa di riposo del protone in quiete, cioè 938 MeV. Questa formula mostra che c'è una completa e preoccupante diminuzione di energia disponibile quando l'energia incidente cresce. L'energia residua sfruttabile da un'energia incidente di 6 GeV è circa 2 GeV. Ma una particella incidente con energia 100 GeV produce solo 12 GeV *sfruttabili* e per assicurarsi 30 GeV *sfruttabili* occorre *un fascio incidente di non meno di 540 GeV.*

Supponiamo ora che si possa far in modo di ottenere collisioni fra due fasci rotanti in senso contrario di una macchina di 33 GeV: allora l'equivalente 66 GeV dell'urto totale *diventa realmente pienamente effettivo* poiché ambedue i fasci sono in moto (questo effetto è relativistico). L'energia totale disponibile è ora la stessa di quella che diventerebbe disponibile *se un bersaglio in quiete fosse colpito dalla notevolissima energia di non meno di 2500 GeV!* Questa possibilità chiaramente apre prospettive molto attraenti, poiché una collisione eguale a quella fra un bersaglio in quiete e una particella con energia di $2{,}5 \times 10^{12}$ eV è destinata a dare un gran numero di nuove informazioni.

Negli Stati Uniti si sono iniziati progetti sperimentali per vedere se è possibile la costruzione di una macchina che possa raggiungere un'energia della particella di 300 GeV, il preventivo del suo costo approssimativo è di circa 90 miliardi di lire. Non solo i costi delle macchine stanno salendo a cifre astronomiche, ma anche il costo delle forniture ausiliarie necessarie sta diventando enorme. Per le macchine a energie molto alte appare essenziale una grande camera a bolle, in modo da sfruttare completamente le possibilità di rivelare le particelle create. Ma una grande camera a bolle a idrogeno liquido con tutto il suo massiccio macchinario relativo può da sola costare non meno di tre miliardi e mezzo di lire. Una reale difficoltà connessa all'esistenza di grandi macchine, e piú ancora con quelle in progetto, è che il loro consumo di potenza sottopone a uno sforzo fuori del normale la potenza elettrica generata per uso domestico e industriale nell'area circostante. Un'altra difficoltà molto seria è la quantità di personale necessario con il numero di dipendenti che comporta e la conseguente forte ascesa dei costi. Sono richiesti almeno 180 scienziati per far funzionare una delle piú grandi macchine che operano attualmente.

Lasciando da parte questioni di costo, progettazione e amministrazione, è interessante chiederci se ci sarà qualche limite *fisico* alle dimensioni superiori delle macchine puramente in termini del carattere elettromagnetico della macchina e delle particelle. Invero vi è un limite ed è stabilito dalla *perdita per radiazione.* Quando le velocità delle particelle cariche si avvicinano alla velocità della luce, la radiazione elettromagnetica che necessariamente producono aumenta fino a che

si raggiunge un punto in cui l'aumento della radiazione bilancia ogni ulteriore tentativo di aumentare l'energia. Cosí si raggiunge un limite. Esso dipende dalla massa delle particelle accelerate. In un elettrosincrotrone, o in un sistema elettronico a guida d'onda, in cui le particelle accelerate sono elettroni, il limite massimo possibile imposto dall'aumento della radiazione è di circa 2 GeV. Comunque la teoria elettromagnetica della perdita per radiazione mostra che *questa perdita è inversamente proporzionale alla quarta potenza della massa* della particella irradiante da cui segue che il limite radioattivo per i protoni, invece di essere a 2 GeV, è $(1836)^4$ volte tanto e cioè ammonta al fantastico valore di 2×10^{14} GeV, cioè a 2×10^{23} eV. Questa energia è cosí enormemente al di là di quella che è già stata raggiunta coi protoni (33 GeV) che per tutti gli scopi si può considerare che la perdita per irradiazione non esercita una qualsiasi effettiva restrizione sui protoni. In ogni caso, anche se tali ordini di energia potranno essere raggiunti in una per ora impensabile e fantastica circostanza, questa non sarà in nessun modo la fine della storia, perché si potrebbe, se fosse necessario, usare ioni di uranio invece che protoni. Questo procurerebbe un ulteriore fattore di $(238)^4$ che è circa 3×10^9 facendo divenire il nostro limite massimo per questi ioni 6×10^{23} GeV. Altre limitazioni opereranno molto prima che queste cifre fantastiche siano anche solo avvicinate da lontano.

21.
Il nucleo dell'atomo

INTRODUZIONE Il successo ottenuto nella trattazione teorica della struttura elettronica dell'atomo si può attribuire al fatto che i componenti che lo costituiscono (il nucleo e gli elettroni) sono relativamente cosí piccoli in confronto alle loro distanze che *essi possono essere considerati cariche puntiformi.* Perciò si possono fare calcoli esatti e la teoria può essere controllata. Tuttavia, il problema di scoprire come sono formati i nuclei degli atomi è piú difficile del precedente, poiché è noto che i nuclei sono molto piccoli. La materia nucleare deve essere molto compatta e deve anche avere una sorta di struttura di "impacchettamento" delle particelle che costituiscono il nucleo. La *compattezza dell'impacchettamento* è la principale differenza fra la struttura nucleare ed extranucleare. È noto che le forze agenti fra particelle molto vicine fra loro differiscono dalla forza agente quando esse sono relativamente distanti. Queste forze particolari dànno ai nuclei proprietà particolari.

Negli ultimi anni molti progressi sono stati fatti nello sviluppo di un'ampia teoria della struttura nucleare. Molte vie di ricerca, indipendenti fra loro, hanno dato il loro contributo alla soluzione del problema. I risultati sperimentali sono stati dedotti dagli studi degli spettri di massa, dai fenomeni della radioattività, dallo studio degli effetti degli urti fra nuclei atomici e particelle radioattive veloci o accelerate artificialmente, dai raggi cosmici, dallo studio delle proprietà dello spin con metodi spettroscopici, ecc. Le ricerche teoriche hanno proceduto di pari passo con quelle sperimentali, qualche volta spiegando le proprietà osservate e qualche altra prevedendole, e grazie ai numerosi lavori che sono stati

fatti e che si stanno ancora facendo, è in via di formazione una soddisfacente teoria del nucleo.

Di primaria importanza sono la regola del numero intero e il difetto di massa, che sono già stati discussi. Questi due fatti indicano, in primo luogo, che i diversi nuclei sono costituiti di *numeri interi di unità semplici,* in secondo luogo, che il *grado di legame* di queste unità differisce da atomo ad atomo. Le pietre fondamentali della struttura nucleare sono il protone e il neutrone. Non è ancora noto con certezza se le particelle α (nuclei di elio) esistano come reali sotto-unità indipendenti nei nuclei, ma vi è una possibilità che esse lo siano. La particella α è un aggregato stabile costituito di due protoni e di due neutroni. Il fatto che i nuclei radioattivi possano espellere particelle α fa pensare che tali particelle esistano come individui almeno nei nuclei radioattivi pesanti.

LA TEORIA DI GAMOW SULLA DISINTEGRAZIONE DELLA PARTICELLA α

L'emissione spontanea di particelle α, fatto caratteristico di tanti nuclei radioattivi, è stata spiegata da Gamow applicando la meccanica ondulatoria al problema della stabilità nucleare. Ciò ha portato ad un importante progresso nella concezione della struttura del nucleo. L'analisi mediante la meccanica ondulatoria, in generale, mostra che vi è spesso *una probabilità piccola ma finita che accadano eventi che sono normalmente assolutamente proibiti dalla meccanica classica.* L'evento considerato da Gamow è l'emissione spontanea di una particella α.

Gamow postula l'esistenza in un nucleo radioattivo di una barriera di potenziale, che è un luogo in cui il potenziale è tanto alto che, secondo i concetti classici, una particella α non può uscire se è posta entro tale barriera. La distribuzione del potenziale entro e intorno al nucleo è simile a quella illustrata nella figura 1. Il centro del nucleo è in O, le ordinate X rappresentano il potenziale in ogni punto che disti r dal centro. Se ci si avvicina al nucleo, fino ad una certa distanza vale la legge di Coulomb; infatti la curva CD è un tratto d'iperbole equilatera.

La legge dell'inverso del quadrato vale sino ad una distanza $r \simeq 1{,}5 \times \times 10^{-12}$ cm e quando ci si avvicina di piú al nucleo tale legge *repulsiva*

è sostituita da una forza *attrattiva*, molto forte ma operante solo su di un piccolo raggio. Avvicinandoci al centro, questa forza supera la forza repulsiva e forma una buca di potenziale, in cui l'energia potenziale della particella è piccola e persino negativa. L'altezza della barriera varia, ma è di circa 20 MeV, e se *PM* rappresenta l'energia cinetica di una particella α (energia che non supera mai 10 MeV), secondo le vedute classiche la particella non potrebbe *mai* uscire dalla regione *HH*. Tuttavia, le particelle α *abbandonano* il nucleo e la spiegazione è da ricercarsi nella natura ondulatoria della materia, che permette ad una parte dell'onda di uscire dalla buca, ossia di superare la barriera.

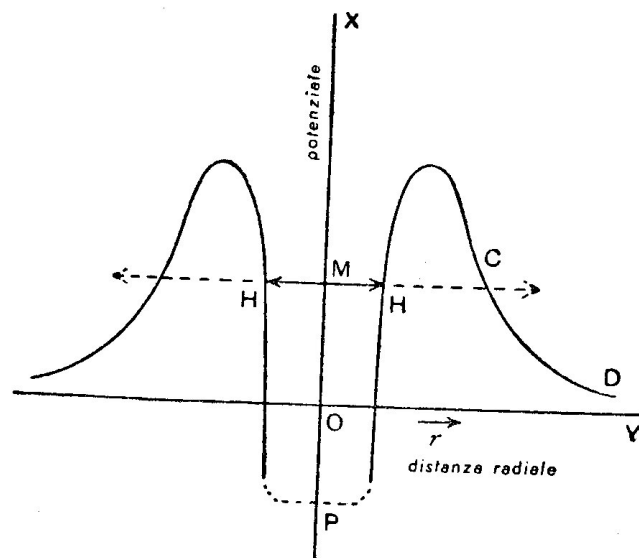



Figura 1

Secondo la meccanica ondulatoria, l'onda che rappresenta la particella α viene riflessa avanti e indietro contro la barriera, e si comporta virtualmente come un'onda stazionaria. La teoria mostra che *una parte di quest'onda oltrepassa la barriera di potenziale.* Dal punto di vista fisico ciò significa che la particella equivalente possiede una probabilità piccola ma finita di uscire.

La probabilità di fuggire fornisce una misura della costante di trasformazione radioattiva, poiché tanto piú probabile è l'uscita e tanto

piú piccolo è il periodo radioattivo effettivo. Se la probabilità di uscita è piccola, pure la costante di trasformazione è piccola. Tanto piú alta è la posizione di *M* nella figura, cioè tanto piú elevata è l'energia cinetica della particella α, e tanto piú elevata è la probabilità di uscita; da ciò segue che una costante di trasformazione *elevata* sarà sempre associata a particelle aventi un *lungo* percorso. L'applicazione dettagliata di questa teoria permette di ricavare una relazione fra il percorso e la costante di trasformazione. Si è trovato che tale relazione è uguale alla legge sperimentale di Geiger e Nuttall.

Siccome la particella α esiste dentro il nucleo sotto la forma di onda stazionaria, vi sono diversi modi di vibrazione. Vale a dire, la particella equivalente può avere valori dell'energia diversi e distinti. Da ciò ci si deve aspettare che i nuclei si possano trovare in stati aventi gradi di eccitazione differenti. Come già è stato discusso relativamente all'emissione dei raggi α, β e γ, è proprio questo ciò che si verifica.

Un'applicazione particolarmente interessante della teoria, e una conferma indiretta di essa, si ha in relazione agli esperimenti iniziati da Rutherford e dai suoi collaboratori sulla disintegrazione nucleare mediante particelle accelerate. Sebbene lo studio della radioattività naturale sia di grande valore, un progresso piú rapido nella spiegazione del processo nucleare è stato fatto con lo sviluppo della tecnica della disintegrazione artificiale dei nuclei atomici.

DISINTEGRAZIONE ARTIFICIALE DEI NUCLEI MEDIANTE PARTICELLE α Già per primo Rutherford aveva pensato che le particelle α dotate di elevata energia potevano venire impiegate come proiettili allo scopo di disintegrare i nuclei atomici. Quando una particella α viene lanciata in un gas, l'eventualità di un urto fra la particella e il nucleo di uno degli atomi del gas è molto piccola, a causa del raggio nucleare relativamente piccolo. Tuttavia Rutherford nel 1919 riuscí ad osservare tali urti, eseguendo inoltre la prima esperienza di trasformazione della materia, fatto che per secoli aveva costituito il sogno degli alchimisti. Rutherford trovò che, quando le particelle α sono lanciate nell'azoto gasoso, vengono *espulsi dai nuclei degli atomi d'azoto protoni dotati di alta velocità.* Egli proseguí in questa ricerca, esaminando dodici elementi leggeri, e in

ogni caso l'urto di una particella α produceva l'espulsione violenta di un protone. Fu ideato un metodo speciale per la determinazione di E/M delle particelle espulse e in tal modo si dimostrò in modo definitivo che queste particelle erano protoni, e non nuclei d'azoto "colpiti". I protoni hanno percorsi inaspettatamente lunghi, quelli dell'alluminio giungono fino a 90 cm nell'aria.

Il meccanismo della produzione di questi protoni veloci e a lungo percorso fu messo in evidenza da Blackett nel 1925 mediante delle osservazioni con la camera ad espansione. Nella tavola *4d* è illustrato un esempio di questo metodo di ricerca: in essa si vedono le tracce delle particelle α attraverso l'azoto. La traccia che presenta una biforcazione, chiaramente visibile, mostra il punto dove una particella α ha colpito un nucleo d'azoto. Il ramo lungo e sottile della biforcazione è la traccia del protone veloce emesso, e il ramo piú grosso e piú breve è la traccia dell'atomo di rinculo. La particella α penetra nel nucleo di azoto e forma una combinazione instabile, che, dopo un intervallo di tempo breve ma finito, si disintegra, emettendo un protone. Rimane cosí un isotopo dell'ossigeno, ^{17}O. Di ciò si parlerà in modo piú particolareggiato in seguito.

Effettuati i calcoli, prendendo in considerazione l'energia nota di una particella α e l'altezza probabile della barriera di potenziale nucleare, si è trovato che l'energia della particella, nel caso illustrato nella tavola *4d*, *dal punto di vista classico non è sufficiente per permetterle di attraversare la barriera*. Invece la teoria di Gamow basata sulla meccanica ondulatoria indica che vi è sempre una probabilità finita di penetrazione a causa del passaggio delle onde attraverso la barriera. Perciò la disintegrazione nucleare può essere compiuta con energie *considerevolmente minori* di quelle ammesse dapprincipio.

L'effetto mostrato nella tavola *4d* costituisce un evento relativamente raro a causa della piccola sezione d'urto dei nuclei. Delle 400 000 tracce α fotografate da Blackett, solo otto presentarono disintegrazioni nucleari. L'effetto si presenta soltanto con elementi leggeri, cioè con piccola carica nucleare, poiché le forze repulsive del nucleo di grande numero atomico sono troppo forti per permettere che il proiettile costituito da una particella α si avvicini sufficientemente.

IL NEUTRONE Lo studio delle disintegrazioni dei nuclei atomici leggeri mediante le particelle α portò alla scoperta del neutrone da parte di Chadwick, nel 1932. Già nel 1920 Rutherford aveva previsto l'esistenza di una particella nucleare che possedeva una *massa senza carica*, ma non era riuscito a scoprirla. Bothe nel 1930 osservò che, quando il berillio veniva bombardato con particelle α, nessun protone veniva emesso, contrariamente a quanto si era pensato per analogia con l'azoto. Invece di un protone era emessa una *radiazione penetrante* che egli interpretò naturalmente come una forma di radiazione γ. Questa radiazione poteva espellere protoni veloci dalla paraffina. Chadwick mostrò che il numero e il percorso di questi protoni era tale che la radiazione incidente non poteva essere costituita da raggi γ, ma consisteva di *particelle prive di carica, aventi una massa approssimativamente eguale a quella del protone*. Egli denominò queste particelle prive di carica *neutroni*.

Attualmente si sa che i neutroni sono i costituenti di ogni nucleo atomico (eccetto quello dell'idrogeno che è un semplice protone). L'assenza di carica permette ai neutroni di penetrare nella materia molto facilmente e rende anche *impossibile ottenere tracce di neutroni in una camera ad espansione*. Tuttavia, sono stati osservati casi in cui un neutrone urta un atomo in una camera ad espansione, e nel punto dove avviene l'urto appaiono improvvisamente tracce senza alcuna causa *apparente*.

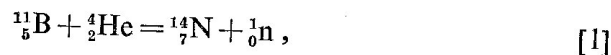
LA TEORIA DI BOHR DELLA DISINTEGRAZIONE NUCLEARE Numerose difficoltà originarie relative alla disintegrazione nucleare sono state superate da Bohr, il quale ha svolto una teoria che spiega il meccanismo della disintegrazione. In precedenza si era supposto che, in un processo di disintegrazione, il proiettile estraeva semplicemente fuori dal nucleo una particella, producendo cosí un nucleo modificato. Questo meccanismo apparentemente semplice era difficile da applicare nei particolari.

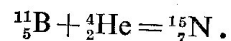
Dapprima Bohr suppose che lo stretto raggruppamento nucleare rende necessario considerare il nucleo come un tutto, un poco come *una goccia d'acqua* dev'essere considerata come un'entità a sé stante.

Quando un proiettile colpisce un nucleo, *esso è dapprima catturato* e, poiché possiede molta energia, *la temperatura effettiva del nucleo aumenta* magari di parecchi milioni di gradi. Questo nucleo intermedio di nuova formazione ha una grande eccedenza di energia termica e, dopo un *tempo piccolo ma finito*, l'energia si distribuisce fra tutte le particelle del nucleo. I calcoli mostrano che, a causa dell'elevata densità della materia nel nucleo, la *conducibilità termica è molto grande*, cosí l'energia termica viene distribuita molto rapidamente. Se è stata introdotta energia sufficiente, una delle particelle avente già una grande energia cinetica può ricevere un incremento sufficiente per permetterle di superare la barriera di potenziale. Questa particella esce e si ha la disintegrazione.

Bohr ha proposto questo modello per illustrare il meccanismo. Supponiamo che vi siano diverse palle in una tazza, tutte in movimento, ma *nessuna* con velocità sufficiente per portarla a superare l'orlo della tazza. Questa tazza rappresenta il nucleo, le palle sono le particelle che lo costituiscono, e l'altezza della parete della tazza rappresenta la barriera di potenziale entro il nucleo. Supponiamo ora che una palla sia lanciata nella tazza dall'esterno (essa rappresenta il proiettile). Se vi sono palle sufficienti nella tazza, il proiettile non potrà attraversarle ma sarà fermato, colpendo alcune delle palle che già si trovano là. L'energia del proiettile è rapidamente distribuita fra le restanti palle, le cui velocità aumentano e una delle palle vicine all'orlo della tazza può facilmente e rapidamente acquistare un'energia sufficiente a farla uscire. Questo è il meccanismo di disintegrazione mediante cattura.

Un esempio chiarirà il significato di questo concetto di un nucleo intermedio composto di breve durata. Quando il boro viene bombardato con particelle α la collisione conduce all'emissione di un neutrone, e resta dell'azoto. Questo *potrebbe* essere rappresentato cosí:

$$^{11}_{5}\mathrm{B} + ^{4}_{2}\mathrm{He} = ^{14}_{7}\mathrm{N} + ^{1}_{0}\mathrm{n}\,, \qquad [1]$$

ma in effetti questa formula tralascia lo scalino intermedio. Avviene per prima cosa la cattura della particella α come segue:

$$^{11}_{5}\mathrm{B} + ^{4}_{2}\mathrm{He} = ^{15}_{7}\mathrm{N}\,.$$

Il prodotto intermedio che si forma è l'isotopo dell'azoto $^{15}_{7}\mathrm{N}$, e per

eccesso di energia dovuto ai neutroni in piú in confronto all'azoto stabile, che è $^{14}_{7}\mathrm{N}$, questo si disintegra in un tempo molto breve in

$$^{15}_{7}\mathrm{N} = ^{14}_{7}\mathrm{N} + ^{1}_{0}\mathrm{n}\,. \qquad [2]$$

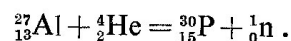
La fine della reazione [2] è la stessa della reazione [1].

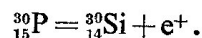
TRASMUTAZIONI NUCLEARI CHE USANO PARTICELLE ACCELERATE Una prima importante applicazione pratica della teoria di Gamow è il metodo con cui si cerca di ottenere nuclei che si disintegrino per mezzo di *particelle accelerate artificialmente.* Le particelle α impiegate per la disintegrazione possiedono energie di 8×10^6 eV. Tuttavia, malgrado questa energia, solo una particella su centomila è capace di produrre una trasformazione. Dal punto di vista classico sarebbero necessari almeno parecchi milioni di volt, prima di poter produrre una disintegrazione di un nucleo di peso medio, ma la teoria di Gamow ha indicato esservi una possibilità finita che una particella di energia molto minore possa penetrare in un nucleo e, in conseguenza della cattura, produrre la disintegrazione. La probabilità diminuisce con l'energia, in modo che, se si prova a disintegrare i nuclei con particelle di energia relativamente piccola, *sarà necessario averne delle grandissime quantità* per produrre un numero apprezzabile di disintegrazioni.

Questa idea di usare moltissime particelle di piccola energia fu per la prima volta messa in pratica con successo nel 1932 da Cockcroft e Walton i quali poterono produrre trasformazioni nel litio e nel boro, bombardando quest'ultimo con una corrente di protoni (ioni d'idrogeno) accelerati artificialmente con soli 300 000 eV. In queste disintegrazioni erano emesse particelle α. Esperimenti posteriori mostrarono che, purché fossero disponibili sufficienti protoni, si potevano produrre le disintegrazioni con potenziali *bassi fino a 20 000 eV.* Questa è una conferma molto interessante della meccanica ondulatoria applicata alla struttura nucleare.

LA RADIOATTIVITÀ ARTIFICIALE Fino al 1933 la radioattività era sempre stata considerata una manifestazione energetica del tutto incontrollabile, ma in quell'anno i coniugi Joliot-Curie riuscirono a produrre

la radioattività *artificialmente*. Nei loro esperimenti venne bombardato dell'alluminio con particelle ed ebbe luogo una trasformazione nucleare con l'emissione di neutroni. La reazione è

$$^{27}_{13}Al + ^{4}_{2}He = ^{30}_{15}P + ^{1}_{0}n\,.$$

L'atomo residuo $^{30}_{15}P$, è un isotopo del fosforo che *non esiste in condizioni normali, è instabile e radioattivo*, e si scinde in un isotopo stabile del silicio con l'emissione spontanea di un *elettrone positivo* in questo modo:

$$^{30}_{15}P = ^{30}_{14}Si + e^{+}\,.$$

Questo isotopo del fosforo è chiamato *radiofosforo*, ha una curva di decadimento radioattivo normale con periodo di 195 secondi ed è riconoscibile come fosforo chimicamente.

Questa importante esperienza dimostrò che si potevano creare nuovi radioelementi bombardando atomi *stabili* con particelle veloci. Ne seguí una rapida estensione dei lavori sperimentali e furono impiegati altri proiettili: protoni accelerati, deutoni accelerati, neutroni ecc. I neutroni sono particolarmente adatti per produrre trasformazioni nucleari perché, essendo privi di carica, penetrano molto facilmente nei nuclei.

Nuovi radioelementi sono ora stati creati in gran numero e molti altri sono continuamente scoperti. Alcuni di questi nuovi elementi dànno luogo alla emissione di un elettrone positivo, e altri all'emissione β di elettroni negativi. Alcuni degli elettroni emessi hanno energie elevate, dell'ordine di 10^7 eV. Esattamente come nel caso della radioattività β naturale, l'emissione dà uno spettro continuo con un netto limite superiore. I periodi di trasformazione osservati variano in un ampio campo.

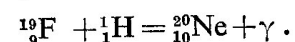
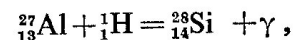
CHIMICA NUCLEARE La produzione della radioattività artificiale differisce dalle trasmutazioni discusse in precedenza solamente nel fatto che il nucleo risultante nel primo caso è *stabile* e nell'altro *instabile*, e si spezza spontaneamente, a causa dell'eccedenza di energia. Perciò princípi simili governano entrambi i tipi di trasmutazioni. In generale, si può fare una distinzione fra i due tipi di disintegrazione, quelle cioè in cui le trasformazioni avvengono con la *cattura del proiettile* e quelle in cui

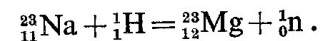
esse sono prodotte *senza cattura*. La disintegrazione senza cattura ha origine da una violenta perturbazione provocata in un nucleo dal passaggio di una particella vicino ad esso. In ambedue i tipi di disintegrazione vi può essere o emissione di una radiazione γ, o di particelle, o dell'una e delle altre.

Le reazioni particolari che possono avvenire dipendono da tre variabili: 1) la natura del proiettile, 2) l'energia del proiettile, 3) il nucleo colpito. Un tipo particolare di proiettile che colpisce un tipo particolare di nucleo è spesso capace di produrre una grande varietà di reazioni a seconda dell'energia del proiettile. Esempi tipici saranno presi in considerazione secondo il progressivo aumento di peso dei proiettili usati.

PROIETTILI PROTONICI Le prime ad essere considerate sono le reazioni prodotte da protoni accelerati con acceleratori, poiché i protoni sono i nuclei atomici piú semplici. Se il protone non è molto energico, e l'atomo bersaglio è leggero, avrà luogo una reazione di "cattura semplice". In essa le due particelle si uniscono in un prodotto stabile, e viene emessa soltanto una radiazione γ. Esempi:

$$^{27}_{13}Al + ^{1}_{1}H = ^{28}_{14}Si + \gamma\,,$$

$$^{19}_{9}F + ^{1}_{1}H = ^{20}_{10}Ne + \gamma\,.$$

Se comunque il protone proiettile incidente ha *energia elevata*, la reazione può comportare una rottura del nucleo composto che si forma e, per l'eccesso di energia, questo si spezza in due nuclei separati; esempio tipico:

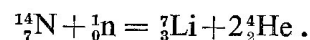
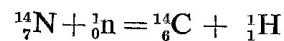
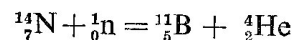
$$^{23}_{11}Na + ^{1}_{1}H = ^{23}_{12}Mg + ^{1}_{0}n\,.$$

Cosí il risultato del bombardamento del sodio con protoni di energia elevata è di produrre magnesio e un neutrone. Molti esempi di questo tipo sono stati studiati.

PROIETTILI NEUTRONICI La particella immediatamente piú pesante è il neutrone. *Il neutrone come proiettile riesce a provocare le disintegrazioni nucleari in modo molto piú efficiente di ogni altra particella,*

perché l'assenza di carica gli permette di penetrare facilmente in ogni nucleo, anche quando ha solo una velocità termica, cioè soltanto la velocità delle molecole di un gas (questa è equivalente a una piccola frazione dell'energia di 1 eV). Altre particelle disponibili senza difficoltà, specialmente quelle accelerate e quelle naturalmente emesse da atomi radioattivi, sono cariche positivamente e per entrare in un nucleo carico positivamente devono avere energia sufficiente per superare la forte repulsione elettrostatica che ha luogo a distanze nucleari dell'ordine di 10^{-12} cm. Anche quando i neutroni sono i proiettili, la reazione che può aver luogo dipende dalla energia del proiettile incidente. Per esempio, se azoto comune $^{14}_{7}N$ viene bombardato con neutroni, possono verificarsi i tre casi diversi che seguono:

$$^{14}_{7}N + ^{1}_{0}n = ^{11}_{5}B + ^{4}_{2}He$$

$$^{14}_{7}N + ^{1}_{0}n = ^{14}_{6}C + ^{1}_{1}H$$

$$^{14}_{7}N + ^{1}_{0}n = ^{7}_{3}Li + 2\,^{4}_{2}He\,.$$

Il verificarsi dell'uno piuttosto che dell'altro dipende dalla energia del neutrone.

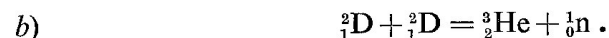
Nell'ultima reazione si formano come risultato tre particelle ed esse si possono osservare sotto forma di una traccia a tre rami in una camera ad espansione.

PROIETTILI DEUTONICI Un gran numero di reazioni particolarmente interessanti è stato studiato usando come proiettili deutoni accelerati. Tali proiettili sono anche efficaci nel produrre disintegrazioni a seguito di un processo chiamato, dai suoi scopritori, il processo Oppenheimer-Phillips. La teoria indica che il deutone, che consiste di un protone e di un neutrone legati fra loro, quando si avvicina a un nucleo, è polarizzato dalla potente repulsione elettrostatica. In effetti la parte protonica del deutone è respinta e viene lasciata andare in avanti la parte neutronica. Come abbiamo visto un neutrone è l'arma piú efficiente per una reazione nucleare. Cosí i deutoni sono molto piú potenti di quanto ci si potrebbe sulle prime aspettare da un proiettile carico positivamente.

Le reazioni particolari osservate coi deutoni dipendono ancora, come

al solito, dalle energie che si impiegano. Due reazioni particolarmente interessanti hanno luogo quando si sparano deutoni dentro lo stesso gas deuterio, e cioè quando deutoni vengono in urto con deutoni. Esse sono:

a) $$^{2}_{1}D + ^{2}_{1}D = ^{3}_{1}H + ^{1}_{1}H$$

b) $$^{2}_{1}D + ^{2}_{1}D = ^{3}_{2}He + ^{1}_{0}n\,.$$

La prima produce un nuovo isotopo radioattivo instabile di idrogeno con tempo di dimezzamento di 12,4 anni, il *tritio*, la seconda produce un nuovo isotopo di *elio*. Questi sono esempi semplici, ma in realtà si verificano molti casi di notevole complessità. Quando il proiettile è sparato in un nucleo qualunque, si forma per prima cosa un complesso nucleo intermedio, e secondo l'eccesso di energia esso si può rompere in diversi modi per dare i prodotti finali.

I diversi prodotti finali sono cosí stabiliti dalla quantità di energia che si fornisce al proiettile. Per esempio, se il nucleo stabile del rame $^{63}_{29}Cu$ è bombardato con deutoni, si forma un complesso secondo la reazione

$$^{63}_{29}Cu + ^{2}_{1}D = ^{65}_{30}Zn\,.$$

Ma lo $^{65}_{30}Zn$ è instabile e presto si spezza. Si è trovato che ciò può accadere in non meno di sette modi diversi che sono:

$$^{64}_{29}Cu + ^{1}_{1}H$$

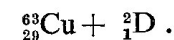
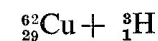
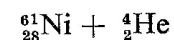
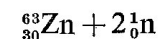
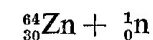
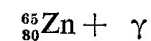
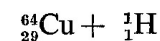
$$^{65}_{30}Zn + \gamma$$

$$^{64}_{30}Zn + ^{1}_{0}n$$

$$^{63}_{30}Zn + 2\,^{1}_{0}n$$

$$^{61}_{28}Ni + ^{4}_{2}He$$

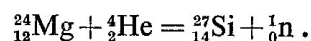
$$^{62}_{29}Cu + ^{3}_{1}H$$

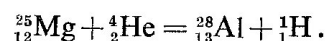
$$^{63}_{29}Cu + ^{2}_{1}D\,.$$

Solo se le energie del deutone sono basse la prima di queste predomina.

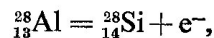
PROIETTILI DI PARTICELLE α Le particelle α, sia radioattive che accelerate nelle macchine sono state usate per provocare numerose reazioni.

I risultati piú spettacolari sono ottenuti dalle particelle le cui rilevanti energie sono prodotte dagli acceleratori, come la produzione di mesoni ecc. Noi ci limiteremo qui ai primi tipi di osservazione fatti con le particelle α emesse da nuclei radioattivi naturali, ognuna delle quali ha un'energia al di sotto dei 10 MeV.

Un esempio tipico, tratto dai molti casi studiati, è il bombardamento del magnesio con le particelle α emesse da sorgenti radioattive naturali. L'isotopo principale del magnesio ha massa 24 e reagisce cosí:

$$^{24}_{12}\mathrm{Mg} + ^{4}_{2}\mathrm{He} = ^{27}_{14}\mathrm{Si} + ^{1}_{0}\mathrm{n}\,.$$

Il nucleo di silicio che si forma è instabile ed è radioattivo con radioattività β. Decade perciò con emissione di una particella β per dare $^{27}_{14}\mathrm{Si} = ^{27}_{13}\mathrm{Al} + e^+$ cosicché viene emesso un *positone*, e rimane l'alluminio stabile. In una maniera analoga l'isotopo principale successivo, di massa 25 reagisce cosí:

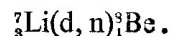
$$^{25}_{12}\mathrm{Mg} + ^{4}_{2}\mathrm{He} = ^{28}_{13}\mathrm{Al} + ^{1}_{1}\mathrm{H}\,.$$

Di nuovo ne risulta un nucleo radioattivo, questa volta di alluminio. Esso ha anche un'attività β e decade a

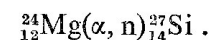
$$^{28}_{13}\mathrm{Al} = ^{28}_{14}\mathrm{Si} + e^-,$$

cioè si trasforma a silicio stabile producendo nella reazione un elettrone *negativo*.

Per la descrizione delle reazioni nucleari si è sviluppato un altro modo di scrivere le formule. Questo porta, *in parentesi*, la particella incidente e la componente leggera emessa, e *fuori della parentesi* il bersaglio colpito e il residuo che rimane. Nel caso del litio di massa 7 bombardato con i deutoni, viene emesso un neutrone e si ottiene berillio. Nella notazione precedente questo veniva scritto

$$^{7}_{3}\mathrm{Li} + ^{2}_{1}\mathrm{D} = ^{8}_{4}\mathrm{Be} + ^{1}_{0}\mathrm{n}\,.$$

Nell'altra notazione il deutone viene scritto d e il neutrone n e la reazione è posta nella forma

$$^{7}_{3}\mathrm{Li}(\mathrm{d, n})^{8}_{4}\mathrm{Be}\,.$$

La prima reazione del magnesio descritta sopra diventa

$$^{24}_{12}\mathrm{Mg}(\alpha, \mathrm{n})^{27}_{14}\mathrm{Si}\,.$$

Proiettili come il neutrone, il protone, il deutone e la particella α, che sono cosí spesso usati in questo sistema, sono scritti n, p, d, α rispettivamente.

ALTRI PROIETTILI Ora che i nuclei piú pesanti di elevata energia sono diventati disponibili grazie alle macchine acceleratrici ed ai reattori nucleari, si sono studiati molti altri tipi di reazioni. Un numero considerevole dei nuclei che risultano da queste reazioni sono instabili. Essi sono in realtà *radioisotopi* e ne sono stati identificati un migliaio. Gli elementi mancanti nella tavola periodica (numero atomico 43 e 61) sono stati prodotti come atomi radioattivi instabili, ed almeno 10 nuovi elementi dopo l'uranio, *i nuclei transuranici*, sono stati creati. Di questi parleremo in seguito.

Ma i neutroni si sono dimostrati di gran lunga i proiettili piú importanti nel produrre questi nuovi isotopi. Essi hanno una parte del tutto particolare e molte delle loro reazioni verranno considerate in seguito.

Il decadimento degli isotopi radioattivi (cioè degli elementi radioattivi artificiali) segue la stessa legge del decadimento degli elementi naturali con radioattività β. Il decadimento ha di solito attività β ma è di due specie distinte a seconda che l'elemento emetta un *elettrone* o un *positone*. Quale dei due si *verificherà dipende solo dal rapporto neutroni-protoni* nel nucleo instabile che sta per disintegrarsi. Abbiamo visto che nei 270 nuclei stabili trovati in natura il rapporto n/p è quasi uno fino a $Z = 20$ e un aumento graduale si verifica fino a 1,5 quando Z aumenta ulteriormente. *Se in una specie viene creato un isotopo in cui* n/p *differisce apprezzabilmente dal rapporto di stabilità trovato in natura, allora questo nucleo sarà un radioisotopo.*

Si hanno due casi: *a*) n/p *è maggiore* del valore stabile; *b*) n/p *è minore* del valore stabile. È chiaro che nel caso *a*) la stabilità sarà aumentata se uno dei neutroni in eccesso diventa un protone, e questo si verifica se il nucleo instabile emette un elettrone, cioè ha un'attività β negativa.

È altrettanto chiaro anche che, nel caso *b*) dove i neutroni non sono

sufficienti, la stabilità è aumentata se un protone diventa un neutrone e questo può essere fatto dal nucleo con l'emissione di un positone, cioè la sua attività β è positiva. (E ancora l'atomo può aumentare il suo rapporto n/p con una cattura *K*, catturando un elettrone della sua orbita *K*. Qualche volta questa alternativa si verifica piú facilmente dell'attività positonica.)

È abbondantemente provato che quanto sopra è la spiegazione corretta. Questo punto verrà illustrato con semplici esempi. Il carbonio, l'azoto e l'alluminio esistono in natura come isotopi stabili che sono $^{12}_{6}C$, $^{14}_{7}N$, $^{27}_{13}Al$. Ma per ognuno di questi, si possono produrre radioisotopi che siano sia *ricchi che poveri in neutroni.*

Si è visto che gli isotopi ricchi di neutroni $^{14}_{6}C$, $^{16}_{7}N$, $^{28}_{13}Al$ hanno tutti attività β *negativa*, mentre al contrario, $^{11}_{6}C$, $^{13}_{7}N$, $^{26}_{13}Al$, che ne sono scarsi, hanno tutti attività β *positiva.*

STRATI NUCLEARI È oggi definitivamente provato, particolarmente da estesi studi teorici sulle possibili strutture dei nuclei, che *i nuclei sono fatti di una struttura a strati chiusi.* Teorie che hanno avuto successo postulano che le particelle nucleari hanno delle caratteristiche di spin e anche caratteristiche di momento orbitale nucleare. La forte interazione tra queste porta alla formulazione di strati nucleari successivi.

Una buona quantità di prove ausiliari conferma che durante la formazione dei nuclei, si formano strati di neutroni e protoni, che portano a delle singolarità quando gli strati si riempiono.

Lo sviluppo di una teoria degli strati della struttura nucleare ha dimostrato di essere lenta, se viene paragonata alla maniera molto piú rapida con cui si sviluppò una teoria adatta a render ragione della struttura orbitale *extranucleare* negli atomi (cioè le sistemazioni in *orbite elettroniche* che portarono alla formazione della tavola periodica). Molte ragioni rendono conto delle difficoltà che si sono incontrate. Per prima cosa c'è il fatto che i nuclei contengono *due* costituenti diversi, neutroni e protoni, che entrambi prendono parte alle configurazioni degli strati e questo aumenta la complessità se paragonato al sistema extranucleare che consiste *soltanto di elettroni.* Ci sono cosí due variabili, la massa e la carica. Secondo, nel sistema elettronico esterno, la

carica da sola determina la configurazione elettronica e ciò a causa dell'influenza dominante della forza centrale, la carica nucleare. Nel sistema nucleare *non c'è una forza centrale direzionale di questo tipo* per semplificare la configurazione. La struttura della tavola periodica era già stata formulata molto prima che la struttura elettronica fosse appena immaginata, e la guida era stata fornita dalle proprietà chimiche. Nel caso nucleare non è possibile servirsi di una tale prova chimica come di una guida. E per ultimo i singoli nucleoni sono cosí strettamente uniti insieme che è chiaro che devono operare delle forze molto particolari. E per cominciare devono esistere potenti forze *attrattive a breve raggio d'azione* da superare le forze elettrostatiche di repulsione, molto forti tra i protoni, che sono affollati in una regione con un diametro dell'ordine di 10^{-12} cm. Allora è anche probabile che ci siano tre diverse forze di legame e cioè quelle che legano neutrone a neutrone, neutrone a protone, e protone a protone. La grande stabilità di molti nuclei e le forze immense necessarie per disintegrarli, paragonate con le molto scarse decine di volt sufficienti per la rimozione di elettroni extranucleari, sono indicazioni sufficienti delle forze attrattive molto potenti che operano tra le particelle nucleari che oggi vengono chiamate nucleoni.

I NUMERI MAGICI Una prova abbastanza conclusiva sull'esistenza di strutture a strati chiusi nei nuclei si ricava dagli studi della stabilità nucleare e delle abbondanze isotopiche. La prima regolarità molto ovvia tra i nuclei stabili della tavola periodica, è associata con i numeri pari e dispari delle particelle nucleari in ogni nucleo. Quei nuclei con numeri pari *n* di neutroni ed anche numeri pari *p* di protoni (descritti come pari-pari) sono sempre piú stabili dei nuclei dispari-pari e pari-dispari. Quelli dell'ultimo tipo sono piú stabili dei nuclei dispari-dispari (con l'eccezione del gruppo speciale ^{2}H, ^{6}Li, ^{10}B, ^{14}N per i quali esiste una spiegazione teorica adeguata). Questa proprietà porta *a una forma di comportamento periodico* in quanto, ogni volta che sono aggiunti due neutroni piú due protoni, ne nasce un incremento periodico nella stabilità. Sebbene suggestivo, questo non si considera necessariamente implicare che le particelle α siano unità subnucleari, sebbene l'emissione radioattiva tenda a far supporre che almeno nella parte esterna

dei nuclei molto pesanti (che sono i nuclei radioattivi naturali) possano con probabilità esistere delle particelle α come sottounità.

Piú di questa periodicità *apparente* delle particelle α colpisce il fatto che *una stabilità nucleare molto accentuata compare a numeri ben definiti di nucleoni.* Questi numeri sono stati chiamati *numeri magici* ed essi corrispondono a strati *chiusi* di particelle nucleari. E invero questi numeri magici empirici risultano essere proprio quelli che le teorie nucleari predicono essere gli strati chiusi. I nuclei che possiedono *o* protoni *o* neutroni in numero magico, sono altamente stabili. Salendo successivamente nella lista delle masse crescenti nei nuclei atomici, si è trovato che la stabilità nucleare cresce finché si raggiunge il numero magico, poi la stabilità oltre questo decresce di colpo, per crescere di nuovo al prossimo numero magico. I numeri magici sono 2, 8, 20, 28, 40, 50, 82, 126. Questi numeri sono in realtà o $n(n+1)(n+2)/3$ o $n(n^2+5)/3$. In corrispondenza di questi numeri nucleonici molte proprietà nucleari cambiano di colpo.

Cosí l'abbondanza relativa delle specie nucleari si collega molto strettamente con i numeri magici. Due esempi, tra molti, sono particolarmente abbondanti e sono ^{16}O (che ha $n=p=8$) e ^{40}Ca (che ha $n=p=20$). La stessa caratteristica di elevata abbondanza relativa è mostrata per altri numeri magici.

E ancora, una osservazione curiosa è che le sezioni nucleari di cattura per le collisioni neutroniche sono anormalmente basse per nuclei che contengono 20, 50, 82 e 126 neutroni. Si può prevedere che nuclei con strati chiusi non risponderanno alla cattura neutronica perché le loro orbite neutroniche sono riempite. E pertanto questo offre un forte appoggio ulteriore all'ipotesi che gli strati siano completi in corrispondenza dei numeri magici.

Inoltre un appoggio ulteriore viene fornito dai momenti elettrici di quadrupolo nucleare misurati. Il momento di quadrupolo è la misura della deviazione di un nucleo dalla simmetria sferica. Se un nucleo ha una distribuzione elissoidica di carica, questa si manifesta come un momento di quadrupolo nucleare che può essere misurato con vari mezzi, per esempio dalla perturbazione nelle strutture iperfini delle linee spettrali. Ci sono due possibilità: le distribuzioni elettriche possono

essere allungate o schiacciate nella direzione del momento angolare. Nel primo caso si ha un momento di quadrupolo positivo e nel secondo negativo, e questi possono essere distinti dalle direzioni delle perturbazioni prodotte nelle strutture iperfini.

Si è trovato che i *segni* dei momenti di quadrupolo elettronucleare sono strettamente collegati con i numeri magici. Nuclei che hanno i nucleoni in numero appena *maggiore* del numero magico hanno momento di quadrupolo *negativo*, mentre quelli con numero appena *minore* di un numero magico hanno momento di quadrupolo *positivo*.

Cosí da questi ed altri elementi probanti, si è ora generalmente d'accordo sul fatto che i nuclei mostrano una struttura a strati, con uno strato chiuso in corrispondenza di un numero magico. Non si pensa che ogni numero magico abbia la stessa forza, si pensa che i numeri 2, 8, 20 per gli atomi piú leggeri e 50, 82, 126 per quelli piú pesanti siano maggiormente dominanti, gli altri numeri indicano probabilmente strati sussidiari. Se questo è veramente il caso, i numeri di nucleoni negli strati successivi principali saranno 2, 6, 10, 20, 32, 44, che formano una sequenza di tipo regolare che in qualche modo ricorda le orbite elettroniche extra nucleari.

INTERAZIONI DI SPIN È stato possibile prevedere con successo la saturazione degli strati in corrispondenza dei numeri magici dallo studio delle interazioni tra gli spin delle particelle nucleari. È stato accertato da lungo tempo, principalmente da studi spettroscopici sulle strutture iperfini negli spettri atomici che tutti i nuclei di massa *dispari* hanno spin nucleare semintero e un momento magnetico nucleare associato con questo spin. Questi spin meccanici e momenti magnetici sono ora stati trovati per una parte considerevole degli atomi della tavola periodica. Il primo a proporre una teoria che rendesse ragione dei dati osservati fu Landé, il quale nel 1933 propose una teoria dello spin nucleare per una particella singola. Questa, opportunamente modificata da Schmidt, ha avuto un successo apprezzabile nell'anno 1937 nel collegare tra loro i dati osservati. La teoria di Landé era che il nucleo di peso atomico dispari *consiste di un gruppo di particelle accoppiate, in cui ogni coppia ha lo spin uguale a zero.* Lo spin che si osserva nel nucleo

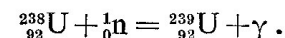
deriva dall'unica particella non accoppiata. Si pensa che questa abbia, *all'interno del nucleo stesso,* un momento angolare orbitale j, che può essere 0 o 1, 2, 3 ... a seconda del nucleo che si considera ed anche uno spin s che è 1/2. Non viene considerato che in un nucleo stabile il valore j possa cambiare, esso è una caratteristica di quel nucleo stabile. Lo spin nucleare osservato è allora la combinazione di j e s. È chiaro che j e s possono combinarsi con spin paralleli od in opposizione, cioè lo spin nucleare finale può avere origine da $j+s$ oppure alternativamente da $j-s$. Il risultato dipende da considerazioni sull'energia nel nucleo. È ora possibile calcolare il momento *magnetico* nucleare sulla base di questa teoria e per ogni particolare spin nucleare si ottengono due valori a seconda che j ed s sono paralleli od in opposizione. Colpisce il fatto che i momenti magnetici nucleari osservati si dispongono in due gruppi separati, com'è richiesto da questa teoria, ed esiste un accordo grossolano tra i valori numerici previsti e osservati.

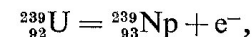
Cosí i dati sugli spin nucleari indicano l'esistenza di un nocciolo nel nucleo (che può naturalmente avere la sua struttura a strati che non ha ovviamente nessun effetto sullo spin nucleare), ma, piú importante, le osservazioni di spin nucleare *mettono fortemente in evidenza che c'è una interazione nel nucleo tra lo spin della particella e il movimento orbitale della particella.* Ora postulando l'esistenza di una *forte interazione spin-orbita* (e ciò è imposto dalle distanze estremamente ridotte), i numeri quantici che ne derivano portano alla formulazione di strati chiusi. Colpisce il fatto che gli strati chiusi previsti con questo metodo si abbiano proprio in corrispondenza dei numeri magici. Questa previsione vale sia per pesi atomici pari che dispari, benché i dati spettroscopici sulla struttura iperfine si riferiscano praticamente solo ai pesi atomici dispari (con eccezioni occasionali).

GLI ELEMENTI TRANSURANICI Il numero atomico piú alto nella tavola periodica è quello dell'uranio, 92. La produzione artificiale di un numero di elementi di numero atomico piú alto, i cosiddetti *elementi transuranici,* che non esistono sulla Terra, è un risultato stupefacente ed ha anche un'influenza importante in relazione con lo sviluppo dell'utilizzazione dell'energia nucleare (atomica). Il primo di questi nuovi elementi è

chiamato nettunio (Np). Fu scoperto da McMillan nel 1940 come prodotto dal bombardamento di $^{238}_{92}U$ con neutroni abbastanza veloci, la produzione dei quali sarà considerata in seguito.

Quando $^{238}_{92}U$ è irradiato con questi neutroni veloci c'è una cattura radioattiva secondo la formula

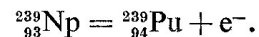
$$^{238}_{92}U + ^{1}_{0}n = ^{239}_{92}U + \gamma\,.$$

Si ottiene a questo modo una irradiazione di raggi γ e la formazione di un isotopo pesante dell'uranio (239). Questo è instabile, avendo attività β, e decade con un tempo di dimezzamento di 23 minuti. Nel suo decadimento l'emissione della particella β ha come conseguenza un aumento a 93 del numero atomico, si è cioè formato un elemento "transuranico". Questo viene chiamato nettunio e si forma cosí:

$$^{239}_{92}U = ^{239}_{93}Np + e^-,$$

dove e^- rappresenta la particella β emessa. Il nettunio ha anch'esso attività β, e ne discuteremo tra poco.

Con analisi microchimiche si accertarono le proprietà chimiche del nettunio e venne confermato che la sua posizione nella tavola periodica seguiva quella dell'uranio.

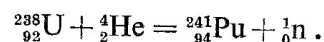
Oggi si sono prodotti almeno sei altri isotopi del nettunio con altre reazioni, come per esempio col bombardamento con deutoni accelerati nei ciclotroni, ma nessuno ha l'importanza tecnologica del $^{239}_{93}Np$.

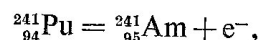
Il $^{239}_{93}Np$ cosí scoperto dimostrò anch'esso un'attività β e decade con un periodo di 2,3 giorni. Questa attività β porta ad un altro atomo transuranico, il plutonio (Pu), di numero atomico 94, secondo lo schema di reazione seguente; si forma cosí:

$$^{239}_{93}Np = ^{239}_{94}Pu + e^-.$$

Questo nuovo elemento Pu è relativamente stabile. Ha attività α *con un periodo di dimezzamento di 24000 anni.* Ha dimostrato di essere cosí importante che è oggi prodotto internazionalmente nel peso considerevole di molte tonnellate.

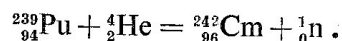
Sono stati prodotti almeno tre altri isotopi del plutonio, ma l'unico che sia significativo da un punto di vista tecnologico è quello considerato.

L'elemento successivo nella sequenza transuranica, di numero atomico 95, fu scoperto nel 1944 da Seaborg bombardando l'uranio 238 con particelle α prodotte da un ciclotrone da 40 MeV. È stato chiamato americio (Am) e si forma da uno degli isotopi instabili del plutonio secondo le reazioni seguenti:

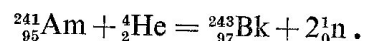
$$^{238}_{92}U + ^{4}_{2}He = ^{241}_{94}Pu + ^{1}_{0}n\,.$$

Il plutonio 241 cosí prodotto ha attività β con un ritmo lento di decadimento (periodo di dimezzamento di 10 anni) e il risultato di questo decadimento è l'americio,

$$^{241}_{94}Pu = ^{241}_{95}Am + e^{-},$$

il cui periodo di dimezzamento è 500 anni. Si sono ottenuti almeno quattro altri isotopi dell'americio.

Il quarto elemento transuranico, di numero atomico 96, trovato da Seaborg nel 1944, è stato chiamato curio (Cm). Questo fu dapprima ottenuto bombardando plutonio 239 con particelle α accelerate col ciclotrone, cioè

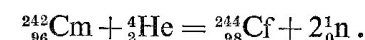
$$^{239}_{94}Pu + ^{4}_{2}He = ^{242}_{96}Cm + ^{1}_{0}n\,.$$

Questo elemento ha soltanto una vita corta, con periodo di decadimento di 150 giorni. Con altre reazioni si sono ottenuti almeno tre altri isotopi.

Il quinto elemento transuranico, scoperto nel 1949 da Seaborg, di numero atomico 97, è stato chiamato berkelio (Bk). Anch'esso è stato prodotto con bombardamento di particelle α (con una energia di 35 MeV). Il bersaglio era costituito da americio 241 e si trovò che la reazione piú favorevole era

$$^{241}_{95}Am + ^{4}_{2}He = ^{243}_{97}Bk + 2^{1}_{0}n\,.$$

Il berkelio ha la vita breve di sole 4,6 ore ed invece di avere attività β decade con una cattura *K*.

Nel 1950 Seaborg annunciò la scoperta di un sesto elemento transuranico di numero atomico 98, che è stato chiamato californio (Cf). Anche questo veniva prodotto per mezzo di un bombardamento di particelle α di alta energia, servendosi del curio 242 come bersaglio.

Si pensa che la reazione che si verifica sia

$$^{242}_{96}Cm + ^{4}_{2}He = ^{244}_{98}Cf + 2^{1}_{0}n\,.$$

Nel 1955 vennero annunciati tre altri elementi, di numero atomico 99, 100 e 101 rispettivamente. I numeri 99 (einstenio) e 100 (fermio) furono ottenuti in due maniere distinte. Nella prima, ordinario uranio 238 veniva bombardato con nuclei d'azoto $^{14}_{7}N$ di energia elevata prodotti per accelerazione in una macchina. Quando questa particella urta l'uranio si forma un complesso di massa 252 e carica 99. Questo ha energia in eccesso e perde particelle per produrre dapprima un nucleo con carica 99 e poi per decadimento β uno con carica 100.

In un altro modo queste due specie sono state prodotte per mezzo di bombardamento neutronico di altri atomi transuranici, i neutroni essendo forniti da un reattore atomico. La cattura neutronica portava all'instabilità seguita da decadimento β, con conseguente aumento del numero atomico cosicché si sono raggiunti sia il 99 che il 100. Il numero 101 (mendelevio) è stato prodotto anche per bombardamento con particelle accelerate. Si è anche riconosciuto il 102 e lo si è chiamato nobelio.

Di questi elementi transuranici i primi sei sono stati estratti in quantità sufficiente da permettere una analisi microchimica delle proprietà chimiche. Questa ha confermato ampiamente le posizioni previste nella tavola periodica. Si è trovato inoltre che c'è una stretta somiglianza chimica tra le proprietà delle ben conosciute terre rare e quelle di una serie di elementi che vanno dall'attinio al berkelio. Cosí la serie $_{89}Ac$, $_{90}Th$, $_{91}Pa$, $_{92}U$, $_{93}Np$, $_{94}Pu$, $_{95}Am$, $_{96}Cm$, $_{97}Bk$ assomiglia cosí da vicino alle terre rare che per analogia è stata chiamata serie degli *attinidi.*

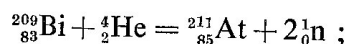
GLI ELEMENTI MANCANTI NELLA TAVOLA PERIODICA Fino al 1939 dalla tavola periodica mancavano quattro elementi, e cioè i numeri atomici 43, 61, 85 e 87. Nel 1939 si trovò che quando $^{227}_{89}Ac$ decade si ha nel decadimento una diramazione. Il decadimento principale è un decadimento β, ma circa l'uno per cento ha attività α, e decade dando origine a un elemento di peso 223 e numero atomico 87. Questo è l'elemento mancante ed è stato chiamato francio (Fr). Questo elemento pertanto è

esistito senza essere stato riconosciuto. I tre rimanenti sono stati però creati soltanto artificialmente.

L'elemento 43 fu fatto la prima volta nel 1937 bombardando il molibdeno di numero atomico 42 con deutoni. Vengono emessi dei neutroni e rimane l'elemento 43. Si sono formati molti isotopi del 43, dato che il Mo ha molti isotopi. Il nuovo elemento è stato chiamato tecneto (Tc) e ne sono stati fatti almeno 20 radioisotopi.

Si trovò la prima volta l'elemento 61 presente tra i prodotti di fissione dell'uranio 235, di cui discuteremo poi. Ha attività β con un periodo di 3,7 anni ed ha massa 147. Sono stati identificati molti altri isotopi, come prodotti del bombardamento del neodimio. Quest'elemento è stato chiamato prometio (Pm).

Si pensa ora che l'ultimo degli elementi mancanti, l'85, esista in natura in quantità molto piccole, in catene di diramazioni molto deboli nei decadimenti delle tre serie naturali radioattive, ma fu in effetti identificato la prima volta nel 1940 irradiando $^{209}_{83}Bi$ con particelle α di 32 MeV. Esso è stato chiamato astato (At) e la reazione di formazione è

$$^{209}_{83}Bi + ^{4}_{2}He = ^{211}_{85}At + 2^{1}_{0}n \; ;$$

decade con una cattura K ed ha un periodo di 7,5 ore.

L'ORIGINE NUCLEARE DELL'ENERGIA STELLARE Nell'interno delle stelle le temperature sono molto alte, ed invero tanto grandi che *le velocità termiche degli atomi sono sufficienti a produrre la disintegrazione nucleare quando avvengono degli urti.* Si può dimostrare quantitativamente che queste *reazioni termonucleari* spiegano la enorme emissione di energia delle stelle. Le stelle si possono suddividere, con una approssimazione molto grossolana, in due gruppi: quelle piú luminose e quelle piú deboli del nostro Sole. La spettroscopia ha dimostrato che tutti e due i tipi hanno un elevato contenuto di idrogeno. Nell'interno delle stelle *tutti* gli atomi sono privi di elettroni a causa della ionizzazione termica. Le temperature calcolate sono dell'ordine di 20 000 000 °C, valore *che supera considerevolmente quello necessario per la disintegrazione nucleare.* L'alta concentrazione di protoni di elevata energia produce disintegrazioni nucleari con una considerevole emissione di energia. Risultati numerici approssimativamente corretti si ottengono supponendo che abbia luogo un *ciclo di disintegrazione carbonio-azoto* nelle stelle piú luminose e una interazione *protone-protone* nelle stelle piú deboli, teoria dovuta a Bethe.

Nelle stelle piú luminose il carbonio funziona da catalizzatore, trasformando l'idrogeno in elio secondo la seguente catena di reazioni con l'emissione di positoni e di radiazione γ:

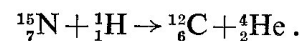
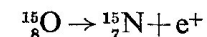
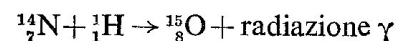
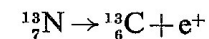
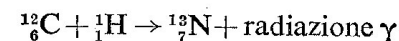
$$^{12}_{6}C + ^{1}_{1}H \rightarrow ^{13}_{7}N + \text{radiazione } \gamma$$

$$^{13}_{7}N \rightarrow ^{13}_{6}C + e^{+}$$

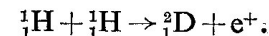
$$^{13}_{6}C + ^{1}_{1}H \rightarrow ^{14}_{7}N + \text{radiazione } \gamma$$

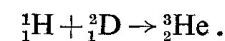
$$^{14}_{7}N + ^{1}_{1}H \rightarrow ^{15}_{8}O + \text{radiazione } \gamma$$

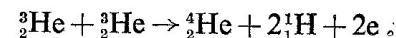
$$^{15}_{8}O \rightarrow ^{15}_{7}N + e^{+}$$

$$^{15}_{7}N + ^{1}_{1}H \rightarrow ^{12}_{6}C + ^{4}_{2}He \, .$$

Il $^{12}_{6}C$ rimane in pratica inalterato e *permette così al ciclo di continuare per lunghi periodi di tempo con il solo consumo di protoni.*

Nelle stelle piú deboli, come il Sole, una reazione dell'idrogeno ha questo andamento:

$$^{1}_{1}H + ^{1}_{1}H \rightarrow ^{2}_{1}D + e^{+} .$$

Il deutone reagisce con un protone cosí:

$$^{1}_{1}H + ^{2}_{1}D \rightarrow ^{3}_{2}He \, .$$

Due atomi di elio 3 fondono cosí:

$$^{3}_{2}He + ^{3}_{2}He \rightarrow ^{4}_{2}He + 2^{1}_{1}H + 2e \, .$$

Effettivamente questo significa $4\,^{1}_{1}H \rightarrow ^{4}_{2}He + 2$ elettroni. Il bilancio di massa è $4(1,0078) \rightarrow 4,0026 + 2(0,0005)$, cioè 4,0312 da una parte e 4,0036 dall'altra parte.

La massa liberata è 0,0276 che è lo 0,7 per cento del totale, corrispondente a 25 MeV per evento.

Si pensa che l'evoluzione di una stella avvenga come segue. Una stella si forma dalla condensazione di una grande quantità di *materia* in un punto nello spazio. A causa dell'attrazione gravitazionale questo am-

masso gradualmente si contrae, l'energia potenziale di gravitazione si libera alla fine sotto forma di radiazione. Mentre la contrazione procede la temperatura sale finché quella della parte centrale è circa 200 000 °C. A questo punto l'energia termica è sufficiente per permettere ai protoni ed ai deutoni presenti di reagire tra di loro. Si dimostra con il calcolo che dopo 10^6 anni circa tutti i deutoni saranno esauriti, e la contrazione gravitazionale riprenderà per un periodo di $(10^3 \div 10^5)$ anni.

Come risultato della seconda contrazione la temperatura del nucleo centrale sale a circa 5×10^6 °C, e le velocità termiche dei protoni saranno allora sufficientemente grandi da permettere le interazioni con il deuterio, il litio, il berillio e il boro. Questo stadio della vita della stella viene chiamato lo *stadio gigante.* Quando tutti e quattro i tipi di nuclei sopra citati sono stati consumati, si verifica un'ulteriore contrazione, e la temperatura sale a 20×10^6 °C. Quando questa è raggiunta comincia il ciclo del carbonio, che fornisce energia per la *vita di radiazione piú importante della stella.* L'idrogeno viene rapidamente convertito in elio e quando i protoni sono in gran parte esauriti incomincia un'altra contrazione, questa volta rapida. L'energia cosí liberata supera presto l'energia termonucleare. Le forze centrifughe aumentano e allora la stella può rompersi.

La teoria dell'evoluzione stellare *non* rende conto della presenza della materia cosmica originale che forma la stella, né fornisce alcuna spiegazione sul modo di formazione dei nuclei atomici pesanti.

LO SPIN NUCLEARE Importanti contributi alla teoria nucleare sono stati ricavati dagli studi spettroscopici degli spin nucleari.

La prima conclusione importante, dedotta dalle osservazioni della struttura iperfine, è che *praticamente gli spin nucleari* determinati con sicurezza *sono numeri seminteri* e sono *associati a pesi atomici dispari.* Una seconda conclusione è quella che i nuclei leggeri con una massa intera multipla di quattro hanno quasi certamente spin nullo. Ciò è stato dimostrato per gli elementi piú leggeri, l'elio, il carbonio, l'ossigeno e lo zolfo. Questo fatto è importante poiché questi particolari elementi sono situati sul ramo piú basso della curva del difetto di massa. I valori degli spin e dei difetti di massa sembrano richiedere l'esistenza

della particella α come unità subnucleare. Poiché la particella α ha uno spin nucleare nullo, i nuclei che si formano con quelle avranno pure lo spin nullo.

È molto probabile che i nuclei siano costituiti solamente di neutroni, di protoni e forse di particelle α formate da aggruppamenti di questi ultimi. È chiaro che un nucleo con numero di massa *dispari* deve avere nella sua struttura una particella rimasta *dispari. Se la carica nucleare è dispari questa particella dispari deve essere un protone, ma se la carica nucleare è pari essa deve essere un neutrone.* Perciò si possono distinguere in modo piú esatto i due gruppi di nuclei aventi il peso atomico dispari, perché in uno vi è un protone dispari e nell'altro un neutrone dispari.

Gli spin osservati variano da 1/2 a 9/2 nonostante che un nucleo possa contenere, quando sia pesante, piú di 200 particelle. La teoria e l'esperienza concordano nel fatto che un protone e un neutrone abbiano entrambi gli spin di 1/2. (Il momento magnetico di una tale particella sarà considerevolmente minore di quello di un elettrone a causa della massa piú grande.) Landé considera che lo spin del nucleo *si debba attribuire alla singola particella dispari,* neutrone o protone. Questa particella ha lo spin di 1/2 e si è anche supposto abbia un momento angolare orbitale con numero quantico 0, 1, 2, 3 ecc., esattamente analogo al valore di l dell'elettrone nella sua orbita. *Lo spin della particella dispari, insieme con il suo momento angolare, si combinano per dare una risultante che è lo spin del nucleo.* Questa teoria di Landé riesce a spiegare perché si osservino solamente piccoli spin nucleari. Per esempio, lo spin nucleare per l'arsenico si è trovato essere 3/2 ed esso potrebbe avere origine dalla somma dello spin del protone dispari con un momento orbitale 1, se parallelo, o con un momento orbitale 2, se antiparallelo.

La teoria può mostrare che il momento *magnetico* nucleare sarà diverso nei due casi. I calcoli eseguiti partendo da questa ipotesi per numerosi momenti magnetici nucleari sono in accordo approssimativo con quelli osservati. Anche quando le strutture iperfini siano state accuratamente misurate, è difficile dedurre da esse i valori esatti dei momenti magnetici nucleari. Le piú moderne teorie di una struttura nucleare a strati dànno un accordo migliore coi dati sperimentali.

22.
Il neutrone

SORGENTI DI NEUTRONI Si è constatato che i neutroni sono i proiettili piú utili oggi a nostra disposizione per la disintegrazione nucleare, poiché, non avendo carica, possono avvicinarsi ai nuclei atomici carichi positivamente e penetrarvi facilmente provocandovi reazioni. Dopo la scoperta iniziale dei neutroni da parte di Chadwick e l'applicazione intensiva fattane da Fermi, vennero prodotte molte sorgenti di neutroni, alcune delle quali prenderemo in considerazione in seguito. I neutroni possono formarsi soltanto nelle reazioni nucleari, durante le quali essi si manifestano come frammenti della disintegrazione. Oggi sappiamo che i neutroni *liberi* sono "radioattivi" e "decadono" in protoni in un modo che discuteremo in seguito.

Il primo metodo per produrre neutroni fu l'uso di proiettili; ma (lasciando da parte le reazioni a catena che considereremo in seguito) l'intensità di neutroni che ne risulta è minore per un fattore notevole dell'intensità della corrente dei proiettili. Questo fattore viene chiamato rendimento e il miglior valore finora ottenuto per il rendimento è dell'ordine di 10^{-4}, ma in pratica di solito è molto piú basso. Le forti intensità di neutroni si trovano oggi localizzate nei molti reattori atomici e nucleari attualmente esistenti.

Sia il rendimento che le energie dei neutroni sono determinati dai particolari proiettili usati e dai bersagli che essi colpiscono, poiché gli stessi proiettili possono essere usati per bombardare differenti materiali e produrre cosí neutroni con diverse energie. Le prime reazioni attuate facevano uso di particelle α emesse per radioattività naturale. Un sale di radio viene mescolato intimamente con polvere di berillio,

e si ottiene cosí la reazione ${}^{9}_{4}Be(\alpha, n){}^{12}_{6}C$. L'emanazione del radio è l'agente attivo; con un milligrammo di radio il rendimento è 2×10^{-4} e vengono emessi circa 20000 neutroni al secondo; ciò che basta per molti esperimenti.

Per la produzione di correnti neutroniche *intense* si è rivelato ottimo il bombardamento del deuterio coi deutoni accelerati. Ciò si può realizzare bombardando con una corrente di deutoni accelerati un pezzo di ghiaccio fatto con acqua pesante. Avvengono allora due reazioni: *a*) ${}^{2}_{1}D(d, p){}^{3}_{1}H$; *b*) ${}^{2}_{1}D(d, n){}^{3}_{2}He$. La seconda reazione è quella che produce i neutroni: essa fornisce un rendimento particolarmente alto se le particelle incidenti hanno bassa energia. Inoltre i neutroni ricevono una larga parte dell'eccesso di energia fornita dai difetti di massa e sono resi perciò particolarmente energici. Un rendimento vantaggioso si ottiene anche bombardando il litio con deutoni; infatti dalla reazione ${}^{7}_{3}Li(d, n){}^{8}_{4}Be$ si ottiene un'emissione anche di 10^{8} neutroni al secondo per ogni microampere di corrente dei deutoni, anche se i deutoni incidenti hanno una bassa energia, di soli 0,8 MeV. Non è difficile produrre correnti di 100 microampere e con esse l'emissione neutronica finale eguaglia quella fornita dalla quantità relativamente enorme di *mezzo chilogrammo di radio.* È perciò evidente il vantaggio ottenuto con le particelle accelerate. Anche queste concentrazioni sono molto basse paragonate con quelle prodotte dai reattori nucleari che descriveremo in seguito.

A seconda degli usi occorrono di volta in volta neutroni di differente energia, ed è allora possibile scegliere la reazione adatta a produrre energie neutroniche in accordo con le necessità. Per esempio, la reazione Li-D produce neutroni con energia sino a 13 MeV, mentre i neutroni D-D hanno solo un'energia di 2,5 MeV. Si vedrà piú avanti che la velocità dei neutroni può essere facilmente ridotta, ma non aumentata e, poiché i neutroni lenti stanno divenendo piú importanti di quelli veloci, questa proprietà è vantaggiosa e ne viene fatto uso frequentemente.

LA MASSA DEL NEUTRONE Chadwick scoperse che se il deuterio viene irradiato con raggi γ di sufficiente energia, avviene una fotodissocia-

zione in protoni e neutroni, cioè ${}_1^2D+h\nu\rightarrow{}_1^1H+{}_0^1n$. Mentre la radiazione di 1,8 MeV emessa dal RaC non era sufficiente a provocare questa reazione, la radiazione γ di 2,6 MeV emessa dal ThC″ era invece efficace. Poiché ${}_1^2D$ ha una massa circa doppia di ${}_1^1H$, è chiaro che le masse di ${}_1^1H$ e ${}_0^1n$ sono pressappoco uguali; e quindi, per la conservazione della quantità di moto, le particelle devono muoversi indipendentemente pressapoco con la stessa energia. Se tale reazione avviene in una camera a espansione, si possono misurare le energie dei protoni liberati e si trova che esse sono di 0,217 MeV. Evidentemente, poiché sono note le energie di tutti i componenti e le masse di due delle particelle, una semplice sostituzione ci dà la massa della terza, ricordando che il fotone $h\nu$ ha una massa equivalente $h\nu/c^2$. Usando questo metodo, Chadwick, Feather e Bretscher trovarono per la massa il valore 1,008 95. Una misura di precisione piú recente ha fornito il valore 1,008 982. Questo è paragonabile con 1,008 144 massa dell'atomo di idrogeno.

SPIN, CARICA E MOMENTO MAGNETICO DEL NEUTRONE Si è accertato che lo spin del neutrone vale 1/2.

Dalla fotodissociazione dei deutoni e dalla conservazione della carica elettrica si può dedurre che il neutrone ha carica nulla. Ciò ha ricevuto un'ulteriore conferma sperimentale nel modo seguente. Un tentativo di misurare la ionizzazione, nel caso ce ne fosse, prodotta lungo il passaggio di un neutrone fu fatto da Dee. Egli trovò che con neutroni di circa 6 MeV di energia, certamente non si produce piú di una coppia di ioni per 100 cm di percorso. Si sa che alle particelle veloci sono necessari 30 eV per produrre una coppia di ioni; ne segue che se la ionizzazione è causa di una perdita di energia il percorso dovrà essere $6\times10^6/30$ metri $=200$ *chilometri.* Protoni con 6 MeV di energia hanno un percorso di 40 cm e si sa che i cammini delle particelle sono inversamente proporzionali al quadrato della carica. Da questo segue che il limite superiore alla carica del neutrone è 1/700 quella del protone. In effetti *questo prova che il neutrone non ha carica.*

Il momento magnetico del neutrone è stato determinato mediante uno speciale processo, conosciuto, dal nome del suo scopritore, come l'effetto "Bloch". Bloch scoprí che l'assorbimento di un fascio di neu-

troni da parte di una lamina di ferro magnetizzato varia a seconda che la lamina è magnetizzata parallelamente o antiparallelamente al momento magnetico dei neutroni. Ciò è dovuto all'influenza sulla diffusione esercitata dalla interazione tra il momento magnetico del neutrone e quello delle orbite di elettroni degli atomi di ferro. Tali lamine hanno un comportamento analogo a quello del polarizzatore e dell'analizzatore nei fenomeni della luce polarizzata. Si è trovato che il momento magnetico è negativo ed eguale a $-1{,}935$ magnetoni nucleari. Questo valore può essere paragonato a quello del protone, che è di $+2{,}7928$ magnetoni nucleari (il magnetone nucleare è il momento magnetico di un protone rotante calcolato secondo la teoria di Bohr ed è eguale a $eh/4\pi Mc$ in cui M è la massa del protone).

RIVELAZIONE DEI NEUTRONI Per rivelare i neutroni vi sono due metodi principali, che comportano rispettivamente "urto" e disintegrazione nucleare. Un neutrone veloce può avvicinarsi ad un nucleo e "urtarlo" con una collisione elastica. Tale nucleo continua a muoversi come uno ione e può essere rivelato nel solito modo. I neutroni lenti possono essere rivelati solamente quando vengono assorbiti da un nucleo e producono una disintegrazione osservabile. Il processo di urto è di fondamentale importanza in relazione agli esperimenti coll'energia atomica, poiché grazie ad esso la velocità dei neutroni può essere ridotta al valore richiesto. L'urto presenta particolare interesse quando avviene nell'idrogeno, poiché in questo caso i protoni che vengono proiettati in avanti, dopo un urto frontale, tolgono ai neutroni *tutta* la loro energia. In un tale urto, se $(1/2)mv^2$ è l'energia cinetica del neutrone incidente, una particella urtata di massa M acquista un'energia cinetica $Q=(1/2)\,mv^2[4Mm/(M+m)^2]$. Il trasferimento di energia dipende dalla massa M e se la particella urtata è un protone, cioè $M=m$, sostituendo si ha $Q=(1/2)\,mv^2$. *Perciò nell'urto viene trasferita l'intera energia* e il protone acquista tutta l'energia del neutrone. Misurando il percorso del protone, si può determinare l'energia del neutrone. In prima approssimazione, se M è notevolmente maggiore di m, l'espressione tra parentesi quadre diviene $4m/M$. In questo caso solo una piccola fra-

zione di energia viene trasferita, e ciò accade sempre quando viene urtato un nucleo pesante.

Se si introducono neutroni nell'idrogeno, gli urti non li riducono alla quiete assoluta, poiché essi acquistano la velocità termica degli atomi di idrogeno. Questa è soltanto di 0,03 eV, e i neutroni si chiamano allora neutroni termici.

I neutroni possono essere registrati da contatori che contengono sostanze assorbenti di neutroni con cui essi reagiscono per produrre ioni e far scattare il contatore.

SEZIONI D'URTO DI DIFFUSIONE E DI CATTURA Un neutrone nel suo passaggio attraverso la materia può venire diffuso oppure catturato, e l'evento dipende dalla sua energia e dalla sostanza attraverso cui esso passa. La diffusione comporta un urto elastico, la cattura conduce a una reazione nucleare. Il numero dei neutroni diffusi da uno strato sottile di materiale è proporzionale allo spessore.

Una misura dell'efficienza dell'interazione di un neutrone con un dato nucleo è fornita dalla "sezione d'urto nucleare" offerta dal nucleo bersaglio. Quanto maggiore è questa sezione d'urto tanto maggiore è la probabilità di collisione e cioè aumenta anche la probabilità di assorbimento del neutrone con conseguente reazione.

Le sezioni d'urto possono essere misurate dalla conoscenza del numero di neutroni incidenti su uno strato di densità nota, contando le particelle emesse nella reazione. Si è trovato sperimentalmente che le sezioni d'urto sono di solito da 10^{-27} a 10^{-24} cm^2 sebbene ne siano state misurate alcune di 10^{-32} cm^2 e alcune di 10^{-20} cm^2. Poiché il diametro di un nucleo è dell'ordine di 10^{-12} cm la sua area è dell'ordine di 10^{-24} cm^2 e questa misura è stata adottata come unità di misura della sezione d'urto. Con un'espressione d'uso corrente questa unità è stata chiamata *barn* [granaio] (nei processi nucleari 10^{-24} cm^2 sono considerati grandi come un granaio!). Cosí le sezioni d'urto misurate variano da 10^{-8} a 10^4 barn. *I valori alti non sono connessi con alte energie incidenti, ma sono dovuti al verificarsi di un effetto di risonanza quantistica.* Ad alcuni valori specifici dell'energia, che dipendono dal nucleo bersaglio usato, ci può essere, in qualche caso, una probabilità di cattura anormalmente alta

in conseguenza di questa forma di risonanza. Anche se un neutrone di risonanza arriva a volte ad una distanza di un centinaio di raggi nucleari, può ancora reagire con questo nucleo e causarne la disintegrazione, cioè la sezione d'urto nucleare può essere 100^2 volte piú grande di quanto ci si potrebbe aspettare se non ci fosse affatto risonanza.

L'idrogeno agisce efficacemente anche in combinazione chimica, quindi l'acqua, o meglio ancora la paraffina, presentano una notevole sezione d'urto totale. Facendo passare i neutroni attraverso un sottile strato di paraffina, che contiene atomi di idrogeno in forte concentrazione, essi vengono rapidamente rallentati sino alla velocità termica, poiché la sezione di diffusione per l'atomo di idrogeno è di 12 barn. Il cammino libero medio è inversamente proporzionale alla effettiva sezione d'urto e si è trovato che dipende dalla velocità. Per neutroni di 1 MeV di energia, il libero cammino medio nella paraffina è di 10 cmi per quelli con energia di 1 eV esso è di circa 1 cm e per quelli termic, (energia 0,03 eV) è solamente di 3 mm.

I neutroni lenti non vengono soltanto diffusi, ma vi è un'alta probabilità che siano catturati e trattenuti dai nuclei. Interviene quindi una sezione di *cattura* che dipende dall'atomo urtato. Per esempio la sezione di cattura dell'idrogeno per neutroni termici è 0,4 barn, essa è perciò talmente inferiore alla sezione di diffusione, che su parecchie centinaia di urti con i nuclei avviene una sola cattura. La sezione di cattura per neutroni piú veloci è ancora piú piccola.

Ci si potrebbe aspettare che la sezione di cattura sia proporzionale semplicemente al tempo durante il quale il neutrone rimane a distanza piccolissima dal nucleo, cioè inversamente proporzionale alla velocità del neutrone. Questo è, in gran parte, ciò che realmente avviene, ma in piú si è riscontrato in generale che ogni nucleo ha un numero di velocità neutroniche distinte, per le quali la sua sezione è molto alta, anche mille volte quella normale. A queste velocità si manifesta una *risonanza specifica* e il neutrone viene catturato e assorbito anche se passa ad una distanza apprezzabile dal nucleo, con cui in ultimo interagisce. Tali livelli di risonanza nei differenti nuclei variano notevolmente sia in altezza che in ampiezza. Gli atomi pesanti hanno livelli di cattura di risonanza netti e intervallati irregolarmente.

REAZIONI NEUTRONICHE Parecchie centinaia di nuovi nuclei sono stati formati mediante processi di collisione, ottenuti per la maggior parte con neutroni. Il tipo di reazione meno complesso è la cattura, il cui caso piú semplice è l'inverso della fotodissociazione del deuterio. Un nucleo di idrogeno può cioè catturare un neutrone termico e produrre un deutone. Il nuovo nucleo ha un eccesso di energia, che viene irradiato sotto forma di radiazione γ con energia di 2,17 MeV. Questo processo viene chiamato *cattura irradiante* e si indica con (n, γ).

In generale quando un neutrone viene catturato si forma un nucleo composto instabile, e questo o si disintegra *immediatamente*, oppure dopo qualche tempo, nel qual caso il nucleo composto è semplicemente *radioattivo*. Il nucleo composto non è altro che un isotopo del nucleo originale urtato, poiché la carica nucleare rimane immutata, mentre la massa aumenta di una unità.

Un tipo di processo di cattura comporta l'emissione di una particella α e un caso caratteristico è il seguente: ${}^{10}_{5}B + {}^{1}_{0}n = {}^{7}_{3}Li + {}^{4}_{2}He$. Questa reazione viene usata per rivelare i neutroni termici. L'interno di una camera a ionizzazione viene rivestito di boro e la particella α emessa per l'urto di un neutrone si rivela nel solito modo per mezzo della sua ionizzazione.

ISOMERIA NUCLEARE È possibile avere due nuclei che contengono particelle nucleari identiche e sono tuttavia distinti perché le particelle sono disposte in modo diverso: questi nuclei vengono chiamati isomeri.

L'isomeria si è presentata in un certo numero di reazioni provocate dai neutroni. Il bromo (che ha due isotopi, 79, 81, di uguale abbondanza) quando viene colpito da neutroni fornisce *tre* prodotti, tutti radioattivi e con periodi di decadimento rispettivamente di 18 minuti, 4 ore e mezzo, 34 ore, mentre si sarebbe potuto prevederne solo due, di masse 80 e 82. Inoltre se si irradia il bromo con raggi γ, avviene la fotodissociazione con emissione di neutroni. Di nuovo si sarebbero potuti attendere due prodotti, con masse 78 e 80, formati dai due isotopi, ma anche questa volta si formano *tre* nuclei, con periodi di decadimento di 6 minuti, 18 minuti, 4 ore e mezzo. L'unica interpretazione possibile è che il periodo di 6 minuti appartenga all'atomo 78, quello di 34 ore appartenga all'atomo 82 e che i restanti periodi di 18 minuti e di 4 ore e mezzo *appartengano entrambi all'atomo 80*. Cosí l'isotopo del bromo di massa 80 può esistere in *due* forme distinte, con diverso periodo di decadimento e perciò con diversa energia: esse sono dunque isomeri nucleari.

Si ritiene che il meccanismo sia il seguente: il ^{79}Br, cattura un neutrone e si trasforma in ^{80}Br, mentre l'energia eccedente viene irradiata gradualmente come radiazione γ in un intervallo di tempo di 10^{-14} secondi. Alla fine di questa cascata di radiazioni γ, alcuni nuclei arrivano allo stato fondamentale del ^{80}Br mentre altri si fermano ad un livello superiore, detto stato metastabile, in cui hanno una vita media apprezzabile: sono questi i due isomeri. Quelli che arrivano nello stato energetico superiore possono in ultimo emettere una radiazione γ e discendere allo stato fondamentale (o invece, emettendo una particella β, possono trasformarsi in ^{80}Kr prima di fare ciò). Poiché il livello metastabile non è molto distante dallo stato fondamentale, la radiazione γ emessa non ha molta energia, ed è noto che la probabilità di una conversione interna è alta quando la radiazione γ ha energia bassa. Tale radiazione γ non è osservabile, mentre invece viene liberato un elettrone di conversione. Questo lascia un posto libero nello strato *K*, che, come al solito, viene saturato, con conseguente emissione di raggi X. Cosí facendo si crea di conseguenza un posto libero nell'orbita esterna di *valenza*, cambia quindi la valenza e per questa via si può ottenere la separazione chimica degli atomi che hanno subíto la transizione di isomeria. Ricerche fatte in questa direzione hanno avuto successo.

RADIOATTIVITÀ DEL NEUTRONE Considerazioni energetiche e di massa fanno supporre che un neutrone libero sarà *instabile*, cioè radioattivo e decadrà una volta che abbia lasciato il nucleo. Il calcolo che dimostra quest'asserzione è il seguente. La massa di un atomo d'idrogeno, cioè *un protone piú un elettrone extranucleare*, è di 1,00814. La massa del neutrone, che può essere provvisoriamente postulato come *una combinazione nucleare di protone ed elettrone*, è 1,00898. La differenza di massa 0,00084, in accordo con le considerazioni fatte prima, rappresenta un *eccesso* di energia del valore 0,78 MeV. Avendo un eccesso di energia, si può prevederne l'instabilità. Difatti ci si può aspettare che il neutrone

tenterà di trasformarsi in un protone con decadimento β in accordo con lo schema ${}_0^1n = {}_1^1H + e^- + \nu + E$. Il neutrone decade cosí in un protone normale e in un elettrone. Ma affinché si conservi lo spin, deve contemporaneamente comparire un neutrino ν. L'energia E del secondo termine, insieme con l'energia delle particelle restanti sommate saranno uguali all'eccesso di energia 0,78 MeV. Questa quantità è pertanto la *massima* energia che l'attesa particella β possa avere (in generale sarà minore). Ma se la *massima* energia, che si avrà quando saranno nulle le energie dei neutrini, viene riportata in un diagramma del decadimento β di Sargent, si ottiene il periodo di dimezzamento, e *questo corrisponde a circa 20 minuti*. Cosí l'eccesso di massa di un neutrone su un protone fa supporre che un neutrone libero avrà attività β con un periodo di decadimento di circa 20 minuti. Dato che i neutroni vengono catturati cosí facilmente la loro vita media nelle vicinanze della materia è di solito breve, paragonata al previsto periodo di dimezzamento. Comunque la previsione è confermata da prove sperimentali. Un raggio neutronico molto intenso veniva fatto passare attraverso un cilindro in cui era stato fatto un vuoto spinto cosicché ci fossero soltanto poche probabilità di collisioni con gli atomi. I protoni, che dovevano formarsi dal previsto decadimento dei neutroni furono in realtà osservati. Essi furono deviati e vennero contati, e dalla loro velocità di formazione lungo il cammino si dedusse un periodo di decadimento da 10 a 20 minuti circa, in accordo con quanto ci si aspettava. Esperimenti successivi dimostrarono un periodo di decadimento di 12,8±2,5 minuti.

23.
Le nuove particelle: stranezza

INTERAZIONI NUCLEARI Gli ampi studi fatti in parte sulle particelle di alta energia dei raggi cosmici ed ancor piú quelli eseguiti con le potenti macchine acceleratrici per le alte energie precedentemente descritte, hanno rivelato in questi ultimi tempi l'esistenza di numerose nuove particelle nucleari. È stata ormai confermata l'esistenza di almeno 30 particelle di questo tipo, molte delle quali sono state incontrate solo raramente dato che nella maggior parte sono di estrema instabilità e quindi di vita molto breve. È evidente che in ogni nucleo, oltre al semplice protone, devono esistere forze di legame molto forti tra le particelle nucleari. I protoni nucleari coesistono in un intervallo radiale dell'ordine di 10^{-12} cm ed è evidente che devono essere sottoposti ad una repulsione elettrostatica molto forte a distanze cosí ravvicinate. Il fatto che tuttavia un nucleo esista contenendo queste particelle, prova che tra le particelle nucleari devono esistere forti forze attrattive di legame che superano con facilità le forze elettrostatiche di repulsione. La natura di queste forze di legame è stata oggetto di notevole indagine.

Si è ormai d'accordo sul fatto che le particelle atomiche possono essere soggette ad uno fra tre tipi distinti di forza di interazione. Si possono descrivere convenientemente questi tre tipi di interazione come 1) interazione elettromagnetica, 2) interazione forte, 3) interazione debole.

Con interazione elettromagnetica s'intende la forza elettrica ben conosciuta del tipo Maxwell-Lorentz che tiene legate due particelle come il protone e l'elettrone. Combinando questa interazione elettromagnetica con le condizioni quantistiche stabilite da Bohr si arriva al concetto ormai familiare dell'atomo di Bohr. In un sistema che intera-

gisce in questo modo sappiamo che l'elettrone può saltare da un'orbita all'altra e cosí facendo viene emesso un fotone di luce. Fino ad ora ci troviamo su un terreno familiare. Può essere conveniente adesso descrivere tutto questo come un processo atomico *virtuale* per mezzo di un'equazione scritta in questa forma $e \rightarrow e_1 + \gamma$. Ciò indica semplicemente che nel processo un elettrone e si trasforma in un elettrone e_1 piú un fotone γ. La differenza d'energia tra i due elettroni la si ritrova nell'energia del fotone ed è conveniente immaginare di trattare il fotone in questo caso come se fosse una particella.

Servendosi di considerazioni teoriche si può ricavare una quantità che è la misura della "forza" dell'interazione, e se questa quantità viene calcolata si ottiene l'espressione $2\pi e^2/hc$ in cui e è la carica dell'elettrone, h la costante di Planck e c la velocità della luce. Questa quantità, che ha una parte importante nella teoria spettroscopica, ha il valore numerico 1/137 quando alle costanti vengono sostituiti i rispettivi valori.

Il secondo tipo di interazione tra particelle, quello chiamato *interazione forte*, è tipico della forza di legame trovata nei nuclei tra particelle fondamentali quali il neutrone e il protone. La teoria di Yukawa di cui si è già discusso, si basava su questo tipo di reazione. Oggi è entrato nell'uso corrente chiamare sia il protone (p) sia il neutrone (n) con il nome di nucleone ($\mathcal{N}$). Un esempio tipico di reazione forte è il processo nucleare per cui un protone si trasforma in un neutrone, dando contemporaneamente origine a un pione carico positivamente. Tutto questo può essere scritto

$$p \rightarrow n + \pi^+.$$

La teoria mostra che per un tale processo esiste anche una "forza" che ha il valore $g^2/2\pi hc$. In questa espressione la quantità g ha le dimensioni di una carica, come la quantità e nell'espressione per la forza nell'interazione elettromagnetica citata prima. Ma il valore numerico di g è tale che la misura della forza di cui adesso parliamo ha il valore numerico 14 se ci riferiamo al valore 1/137 ch'era stato trovato per la forza elettromagnetica. È quindi quasi duemila volte piú grande; di qui l'uso del termine *interazione forte*.

Vengono chiamate *interazioni nucleari deboli* quelle che sono tipiche

del decadimento di un nucleone. È stato per esempio dimostrato sperimentalmente che un neutrone libero, una volta che ha lasciato un nucleo, è effettivamente radioattivo, e decade spontaneamente con tempo di dimezzamento dell'ordine di 12 minuti in un protone, un elettrone ed un neutrino. Questo decadimento può essere scritto

$$n \rightarrow p + e^- + \nu.$$

La forza che si ottiene col calcolo per questa reazione è molto bassa, numericamente dell'ordine di 10^{-14} soltanto. È per questa ragione che questo processo di decadimento viene chiamato *reazione debole*.

Si è oggi scoperto che reazioni dei vari tipi possono portare alla creazione di nuove particelle atomiche e il risultato degli ampi studi sull'argomento ha permesso di venire a conoscenza di molte proprietà di queste particelle. Sono conosciute le loro masse, le cariche, gli spin, le sezioni d'urto e le caratteristiche delle trasformazioni, e gradatamente da un dedalo di materiale sperimentale si è potuto costruire una classificazione coerente. La maggior parte delle particelle che vennero riconosciute per prime, erano di peso minore sia del protone sia del neutrone, ma piú pesanti dell'elettrone. Però, fin dal 1947, Rochester e Butler osservarono in una camera a nebbia tracce che potevano essere interpretate soltanto come originantesi dalla rottura di una particella neutra dotata di energia e apprezzabilmente piú pesante del protone. Dato che la particella madre era in realtà scarica, non aveva prodotto alcuna traccia, ma decadendo, due particelle di carica opposta partivano biforcandosi in diverse direzioni in forma di Λ dal luogo del decadimento. La particella originale neutra responsabile delle tracce divergenti fu per questo chiamata particella Λ. La sua massa fu stimata 2182 volte maggiore della massa dell'elettrone (si paragoni al 1836 per il protone) ed essa decadeva in un tempo che venne valutato di appena 3×10^{-10} secondi, formando l'osservata biforcazione di due particelle.

Tipi di particelle

BOSONI Si è trovato utile classificare le particelle atomiche in due ampi gruppi che si è ora d'accordo chiamare *a*) *bosoni* (da Bose) e *b*) *fer-*

mioni (da Fermi). La distinzione essenziale tra questi due gruppi consiste nel fatto che essi hanno tipi differenti di spin, ed avendo differenti tipi di spin il loro comportamento è guidato rispettivamente da un differente tipo di statistica (cioè la statistica di Bose o la statistica di Fermi; di qui i nomi). Bosoni sono tutte quelle particelle che hanno un momento angolare tale che lo spin è un *numero intero* (di solito 1 o 0). Fermioni sono tutte quelle particelle in cui lo spin è *semintero*.

Bosone è un termine che include non soltanto quelle che potrebbero essere chiamate particelle “materiali”, ma include anche quei quanti e fotoni che hanno origine dalle interazioni. Cosí nel caso del semplice campo elettromagnetico i bosoni sono puramente i fotoni della luce, o i fotoni dei raggi X prodotti durante le transizioni degli elettroni. Questi hanno spin di valore 1.

In una maniera analoga ci sono bosoni legati alle interazioni forti, ma in questo caso essi sono i mesoni e il valore del loro spin è sempre 0. Finora non si è trovato alcun bosone associato con interazioni deboli. Si è trovato che una importante regola di conservazione governa la produzione di bosoni. Mentre il *numero* prodotto in ogni reazione non è soggetto a una regola di conservazione, al contrario c'è sempre una esatta conservazione di energia, quantità di moto, momento angolare e carica.

Una formulazione di significato teorico fondamentale che ha aiutato notevolmente a chiarire la complessità dei fatti osservati è stata la scoperta di un fondamentale *principio di simmetria*. D'accordo con questo principio, ogni particella esistente in natura ha la sua antiparticella complementare. Se sono cariche, esse avranno cariche di segno opposto. Anche le particelle neutre hanno le loro antiparticelle complementari. Abbiamo già incontrato una coppia di antiparticelle, l'elettrone e il suo complemento, il positone. Ma allo stesso modo ci si può aspettare che il protone abbia il suo antiprotone e invero, come vedremo piú tardi, quest'ultimo è realmente stato osservato. L'antiprotone avrà la stessa massa e spin del protone, ma avrà una carica negativa. La teoria richiede che particelle neutre come il neutrone o il neutrino abbiano le loro antiparticelle, ma si sa che qualche volta non è possibile distinguere due antiparticelle tra di loro.

Una caratteristica fondamentale di tutte le antiparticelle è che quando due membri di una coppia s'incontrano, essi si annullano a vicenda, con la comparsa di una radiazione di annichilazione associata. Di questo processo si è già fatto cenno nel caso della coppia positone-elettrone.

Non tutte le antiparticelle previste sono già state riconosciute, ma se ne sono già identificate alcune. Esse si trovano sia tra i bosoni, sia tra i fermioni.

Sebbene quei bosoni che sono creati dal campo elettromagnetico (luce, raggi X) siano essenzialmente di un unico tipo, i bosoni formati nelle reazioni forti sono di due tipi distinti, identificabili dalle loro masse che differiscono considerevolmente. Per primi ci sono quelli che abbiamo già identificato come pioni. Questi sono π^-, π^+ e π^0. I primi due hanno la stessa massa 273. Il pione neutro π^0 ha una massa leggermente diversa, 264, ma la differenza non è molto accentuata. I bosoni del secondo gruppo (essi sono ancora chiamati mesoni, come lo sono anche i pioni) sono piú pesanti e sono identificati con la lettera K, da cui l'uso oggi di chiamarli particelle K. Di queste se ne sono trovate quattro. Ci sono K^+ e K^- entrambe di massa 960 (si paragoni questa con il 273 del pione). Poi è anche stata trovata una coppia di antiparticelle K neutre, entrambe di massa 975. Queste vengono chiamate K^0 e $\overline{K^0}$, rispettivamente, perché nel caso dell'antiparticella di una specie neutra questa si indica ponendo una lineetta *sopra* la lettera.

FERMIONI I fermioni, quelle particelle nucleari che possiedono momento angolare di spin con valore *semintero*, possono essere divisi in due ampie classi, a seconda che siano piú leggeri o piú pesanti dei mesoni. Quelli del gruppo piú leggero sono ora chiamati spesso *leptoni* (dalla parola greca che significa leggero), mentre quelli del gruppo piú pesante sono chiamati *barioni* (dalla parola greca che significa pesante).

I leptoni sono rappresentati soltanto da tre coppie, cioè
a) neutrini, di massa zero (ν, $\bar{\nu}$),
b) elettroni, di massa 1 (e^-, e^+),
c) muoni, di massa 207 (μ^-, μ^+).
Abbiamo spesso incontrato i neutrini. Gli elettroni sono la coppia

elettrone-positone, mentre i muoni sono le particelle dei raggi cosmici risultanti dal decadimento dei pioni dei raggi cosmici. Essi erano una volta chiamati mesoni μ, ma fu scoperto che essi non erano, in realtà, mesoni, dal momento che avevano spin differenti. Essi sono fermioni, non bosoni, ed ora il nome mesone è riservato soltanto ai bosoni.

Passando ora a considerare i barioni, cioè i fermioni piú pesanti, questi possono essere suddivisi meglio in due gruppi e cioè

a) i nucleoni già noti, cioè protoni e neutroni;

b) le particelle un po' piú pesanti ed estremamente instabili, ora chiamate iperoni, perché la loro massa supera quella del protone e del neutrone. Conosciamo ora le coppie di antiparticelle per il neutrone (n^0, $\bar{n}^0$ ognuno di massa 1839) e per il protone (p^+, p^- ognuno di massa 1836).

Gli iperoni trovati finora sono di tre tipi e vengono chiamati Λ, Σ, Ξ. Nella tabella 1 sono raggruppate tutte le particelle scoperte fino ad oggi. In ogni gruppo sono riportati il nome, il simbolo, la massa e una grandezza chiamata spin isotopico che descriveremo in seguito. L'assenza di qualche antiparticella non deve essere interpretata come la dimostrazione della sua inesistenza, ma piú semplicemente significa che non è ancora stata scoperta.

Come si è già detto ci sono diciassette tipi diversi di particelle, e se ognuna ha la sua antiparticella, ci sarà da aspettarsi che il numero totale delle particelle sia trentaquattro. C'è anche un processo di scambio di una sola particella, che non è stato ancora discusso. In determinate condizioni una particella può trasformarsi nella sua antiparticella, sempre che ci sia qualche altro evento che garantisca la conservazione della carica. Questo processo si chiama *coniugazione di carica* e quando ha luogo comporta il cambiamento di segno dei campi elettrico e magnetico. Se questo processo avesse luogo nel caso del fotone (γ) si verificherebbe soltanto un'*inversione di fase* e la particella coniugata sarebbe ancora un fotone. Si vede cosí ch'è assolutamente impossibile distinguere un fotone da quello che si potrebbe chiamare un antifotone. Si può supporre che un fatto analogo si verifichi anche per alcune altre particelle, cosicché soltanto trenta delle trentaquattro particelle di cui s'è detto prima saranno identificabili con sicurezza.

È noto teoricamente che una stretta simmetria deve esistere tra una

TABELLA 1

Bosoni (spin intero)

Spin isotopico	Nome	Simbolo	Massa
—	fotone	γ	0

Mesoni

Spin isotopico	Nome	Simbolo	Massa
1	pione	π^0	264
1	pione	π^- π^+	273
$\frac{1}{2}$	kaone	K^0 $\overline{K^0}$	975
$\frac{1}{2}$	kaone	K^+ K^-	966

Fermioni (spin semintero)

Leptoni

Massa	Simbolo	Nome	Spin isotopico
0	ν $\bar{\nu}$	neutrino	—
1	e^- e^+	elettrone	—
207	μ^- μ^+	muone	—

Barioni (Nucleoni)

Massa	Simbolo	Nome	Spin isotopico
1839	n^0 $\overline{n^0}$	neutrone	$\frac{1}{2}$
1836	p^+ p^-	protone	$\frac{1}{2}$

Iperoni

Massa	Simbolo	Nome	Spin isotopico
2182	Λ^0 $\overline{\Lambda^0}$	—	0
2342	Σ^-	—	1
2330	Σ^0	—	1
2328	Σ^+	—	1
2584	Ξ^-	—	$\frac{1}{2}$
2584	Ξ^0	—	$\frac{1}{2}$

particella carica e la sua antiparticella e che, mentre le cariche differiscono, la massa, la vita media, lo spin e il processo di decadimento devono essere per entrambe gli stessi. Se sono cariche si distinguono perché le cariche sono di segno opposto e di conseguenza anche i momenti magnetici. Ma quali sono allora le proprietà che permettono

di distinguere due antiparticelle neutre? Se non ci sono cariche che permettono di fare una distinzione come potremo riconoscere i due tipi? In che cosa differiscono per esempio il neutrino e l'antineutrino? La risposta a questa domanda è interessante, poiché la teoria dice che nei due casi è diversa la direzione dello spin in relazione alla direzione del moto. Per il neutrino si prevede che la direzione dello spin sarà antioraria relativamente alla direzione del moto, mentre nel caso dell'antineutrino la direzione prevista sarà oraria. Un'ulteriore conclusione interessante imposta dalla teoria si ricava da considerazioni relativistiche circa lo spin del neutrino, e rende necessario attribuire a quest'ultimo la stessa velocità del fotone, cioè la velocità della luce. Arriviamo cosí alla sorprendente conclusione che c'è in natura una particella, oltre al fotone, che ha la velocità della luce, e si tratta proprio del neutrino. Poiché la teoria della relatività richiede che diventi infinita la massa di ogni particella "materiale" che si muove con la velocità della luce, si ricava come necessaria conseguenza di una tale velocità che il neutrino, come il fotone, non deve avere alcuna massa di quiete.

PROCESSI DI DECADIMENTO Il neutrone non può decadere soltanto in un elettrone e in un protone poiché una tale reazione violerebbe la conservazione dello spin, dato che tutte e tre queste particelle hanno uno spin di valore 1/2. Questo argomento si aggiunge agli altri già noti che richiedono di postulare l'esistenza del neutrino, una particella con spin e quantità di moto, ma senza massa. Come i fotoni vengono emessi con estrema facilità dagli strati piú esterni degli atomi, cioè da transizioni di elettroni, cosí i pioni sono emessi con facilità dai nuclei. Poiché come i fotoni sono i bosoni del sistema degli elettroni esterni al nucleo, cosí i pioni sono i bosoni del sistema nucleare. Ma prima che un nucleo possa "irradiare" o emettere un bosone, bisogna fornire sotto forma di energia a quel nucleo la massa di quiete della particella perduta. L'energia equivalente alla massa di quiete deve essere almeno uguale a Mc^2 dove M è la massa della particella emessa, ma è chiaro che deve essere maggiore se la particella emessa dovrà avere anche dell'energia residua. La massa del pione è circa 270 volte la massa dell'elettrone e dato che la massa di un elettrone corrisponde a un'energia di 0,5 milioni

di volt, ne segue che un pione può essere creato solo se ad un nucleo viene fornita un'energia dell'ordine di circa 140 MeV o maggiore.

Gli iperoni, che sono ancora piú pesanti, saranno creati soltanto se si fornirà un'energia dell'ordine di 1300 MeV. Quest'energia è cosí grande che può essere prodotta soltanto dalle particelle di alta energia dei raggi cosmici, oppure come risultato di collisioni prodotte nelle poche macchine acceleratrici per le alte energie capaci di raggiungere questi valori elevati.

C'è ragione di credere che la velocità di decadimento del pione neutro π^0 sia molto piú rapida di quella del pione carico, la cui velocità di decadimento fu determinata molto tempo fa nei raggi cosmici. Si è calcolato che il π^0 ha una vita cosí breve che decade dopo 3×10^{-15} secondi appena, trasformandosi in due fotoni. Dagli studi sui raggi cosmici risulta che i corrispondenti pioni carichi vivono circa $2{,}8\times10^{-8}$ secondi, dopo di che ognuno di essi decade in un muone e in un neutrino. Poiché ci sono sia pioni positivi che negativi, i due decadimenti possibili sono allora

1) $$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$$

2) $$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}\,.$$

Il primo di questi porta alla produzione di un neutrino, mentre il secondo alla produzione di un antineutrino. I muoni che hanno origine da questi decadimenti sono anch'essi instabili, ma hanno una vita circa cento volte piú lunga di quella dei loro genitori. Questi muoni costituiscono la componente penetrante della radiazione cosmica e se non riescono a interagire con dei nuclei durante il loro percorso, decadono dopo una vita di $2{,}2\times10^{-6}$ secondi in particelle stabili, elettroni o positoni, secondo lo schema qui sotto riportato; le due particelle sono accompagnate dal neutrino corrispondente:

$$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu + \bar{\nu}\,.$$

La carica del pione determina in parte la reazione di questo con un atomo che può incontrare. È chiaro che un pione carico negativamente, π^-, sarà fortemente attratto dalla carica positiva di un nucleo atomico, se gli si avvicinerà sufficientemente. Potrà allora combinarsi con una delle particelle nucleari cariche positivamente in modo tale da liberare

un'energia di massa di quiete sufficiente a far esplodere l'intero nucleo. È questo processo che porta al manifestarsi di tracce a "stella" nelle emulsioni, le stelle cioè rivelano la collisione di una particella π^- con il nucleo di un atomo nell'emulsione.

Ci si può aspettare che la reazione tra un pione positivo, π^+, e un nucleo sia diversa. Questa particella è tale che la carica nucleare positiva la respinge, non può penetrare e continua pertanto la sua traiettoria finché decade spontaneamente, dopo una vita molto breve, in un muone e in un neutrino.

SPIN ISOTOPICO Le complicate reazioni di cosí numerose particelle nucleari che al principio formavano un complesso molto difficile da capire, sono state ora molto semplificate dalla scoperta che il decadimento di una particella è regolato da una quantità T che è stata chiamata *vettore di spin isotopico*, o piú semplicemente *spin isotopico*. I valori differenti di T finora adottati per le particelle sono 0, 1/2 e 1.

Per lungo tempo si è sospettato che il neutrone e il protone fossero molto strettamente collegati. Entrambi hanno lo stesso momento meccanico di spin e le loro masse sono molto vicine. L'uno è neutro, l'altro è carico, e fu asserito piú di una volta che essi sono in realtà differenti stati quantici di un'unica particella primaria, il nucleone. Si supponga di dare al nucleone uno spin 1/2; allora, relativamente allo "spazio della carica", questo spin ha due orientazioni possibili. Una è positiva, l'altra negativa, relativamente a quella carica. Possiamo descrivere questo fatto scrivendo $T=\pm1/2$. Potrebbe essere che un sistema fosse il protone e l'altro sistema il neutrone, e dato che per analogia potrebbero avere una certa somiglianza a quanto accade con gli isotopi nella tavola periodica, venne coniato il termine di spin isotopico per la quantità T.

Se ora noi facciamo riferimento alla tavola 1 si vede che i pioni π^+, π^0, π^- hanno anche tutti e tre masse molto vicine e che nel loro caso reagiscono con i nuclei in una maniera abbastanza simile. Si potrebbe allora fare il tentativo di proporre che queste tre particelle sono in un modo simile soltanto *tre stati quantici di una unica particella fondamentale*. Per far questo è solo necessario dare a questa particella un valore di T uguale a 1 e questo porterà ad un tripletto nello spazio della carica

con valori +1, 0 e −1. Questo pare che sia una ragionevole descrizione del perché ci sono tre particelle di peso molto vicino. Allo stesso modo dato che si sono trovate qui tre particelle Σ, avranno anch'esse il valore di T rispettivamente 0, +1 e −1. Il fatto che ci siano soltanto due tipi di particelle K fa supporre in questo caso una T di 1/2 e una conclusione simile si sospetta per le particelle Ξ.

Questo schema unificatore non soltanto semplifica la situazione, ma in piú si è notato che, quando ha luogo un decadimento, *T cambia sempre di 1/2*. Comunque una ulteriore grandezza poco nota è stata recentemente proposta per rendere conto di altre proprietà che si palesano. Sappiamo che le antiparticelle elettrone e positone si annichilano reciprocamente, con sparizione della carica e produzione di energia raggiante. Ci possiamo chiedere *perché le particelle di carica opposta elettrone e protone non si annichilano l'un l'altra*, ma si combinano per formare un atomo d'idrogeno. Ed invero se l'elettrone e il protone potessero neutralizzarsi annichilandosi la carica l'uno dell'altro, la materia come noi la conosciamo, non esisterebbe affatto! Poiché nell'alta energia d'urto che si ha su una stella come il Sole tutta la materia si sarebbe autodistrutta molto tempo fa, convertendosi in radiazione di annichilazione.

È chiaro che esiste qualche processo fortemente restrittivo o selettivo che evita l'annichilazione delle cariche dell'elettrone e del protone. Un modo di descrivere questa restrizione (senza spiegarla del tutto) è di assegnare alle particelle pesanti quello che può essere chiamato *un numero quantico barionico n che è sempre conservato*. Il numero sarebbe 1 sia per il protone che per il neutrone e −1 per l'antiprotone e l'antineutrone. Postulando la conservazione di questo numero barionico in un sistema chiuso, vediamo che si evita l'annichilazione di protoni da parte di elettroni. D'altra parte l'annichilazione di un protone e di un antineutrone è permessa.

Dal momento che si è stabilito che gli iperoni possono tutti decadere in neutroni, segue dal concetto di conservazione che anche queste particelle hanno un numero quantico barionico ±1 facente parte delle loro proprietà.

Per un'analogia corrispondente ci si può aspettare che le particelle

leggere, i leptoni, possiedano un *numero quantico leptonico* che verrebbe anche conservato in un processo di decadimento.

Per i barioni è stato possibile formulare un numero S da un'appropriata combinazione di un numero di carica Q, del numero di spin isotopico T, e del numero barionico n. Questo numero S, che è chiamato la *stranezza*, è definito dalla relazione $S = 2(Q - T) - n$. Per i pioni e i nucleoni, S ha il valore zero, e per questa ragione queste particelle sono chiamate particelle *ordinarie*. Ma ora se sostituiamo in questa formula i valori di altri particelle, troviamo che per alcune il valore di S è diverso da zero. Per esempio per Ξ S è -2. Per Λ, Σ e $\overline{K}$ ha il valore di -1, per le particelle K, $\overline{\Lambda}$ e $\overline{\Sigma}$ vale $+1$ e per $\overline{\Xi}$ esso è $+2$. Tutte le particelle che hanno il valore di S diverso da zero sono chiamate particelle *strane*. Dapprima tutto ciò pare molto arbitrario, ma il fatto curioso è che questo gruppo misterioso di relazioni ha condotto ad una legge importante che stabilisce che *una collisione tra particelle ordinarie può produrre soltanto particelle strane in coppie tali che i numeri di stranezza si annullano*.

Mentre il numero di stranezza pare abbia una parte fondamentale nelle reazioni dei barioni, *non* opera invece nel caso dei leptoni. Poiché le reazioni dei leptoni sono dominate dalle loro cariche elettriche piú che da ogni altra caratteristica. Come risultato di ciò, il concetto di spin isotopico è scarsamente appropriato ai leptoni e con ciò cade anche il significato della stranezza. La stranezza è allora soltanto una proprietà delle particelle *pesanti*. Eppure le interazioni di decadimento leptoniche sono molto importanti. Esse interessano il comune decadimento β, il decadimento π e il decadimento μ, ognuno dei quali è una reazione debole. Nelle reazioni deboli tutti i fermioni hanno uno spin antiorario e tutti gli antifermioni tendono ad avere uno spin orario, se osservati dal punto di emissione. Cosí i fermioni definiscono un'elica destrorsa e gli antifermioni un'elica sinistrorsa. Questa abilità di un sistema naturale a reagire alla differenza tra destra e sinistra, che si trova soltanto nelle reazioni deboli, fu una conclusione completamente inaspettata poiché viola una proposta regola di conservazione, la cosiddetta *regola di parità*. La parità è un numero quantico proposto per definire la simmetria spaziale di una funzione d'onda quantistica. È stato ritenuto

necessario da qualcuno postulare la conservazione della parità. Ed invero questa conservazione pare valere nel caso di interazioni forti. Ma pare sia violata nel caso d'interazioni deboli. Questa è una contraddizione che il futuro deve risolvere.

VITE MEDIE DELLE PARTICELLE Molte particelle elancate nella tabella 1 hanno vita molto breve e possono soltanto essere rivelate virtualmente immediatamente dopo essere state create. Esse non esistono libere nel significato comune di esistenza stabile. Esse sono create per mezzo di collisioni, decadimenti o interazioni e non si può pensare che esistano "permanentemente" nel senso in cui esistono gli elettroni, i protoni e i nuclei atomici. Il neutrone è in una classe speciale intermedia poiché benché sia instabile, può durare per un periodo di 750 secondi circa prima di decadere, un periodo di esistenza di un ordine certamente piú alto di quello delle altre particelle instabili.

I costituenti realmente stabili della tabella 1 sono l'elettrone, il protone, il fotone e il neutrino. Lasciando da parte il neutrone, le altre hanno vite che vanno da $2{,}2 \times 10^{-6}$ secondi per quelli con la vita piú lunga (i muoni) a 3×10^{-15} secondi per quello con la vita piú breve (la particella π^0). È assolutamente chiaro che queste particelle *possono solo essere rivelate immediatamente dopo la loro creazione*. Gli schemi di decadimento e i tempi variano ed alcuni esempi tipici sono riportati nella tabella 2.

Le vite estremamente brevi portano a una curiosa e inaspettata difficoltà sperimentale. Naturalmente sappiamo che la massima velocità raggiungibile in natura è la velocità della luce, 3×10^{10} cm/s. Ora anche se supponiamo che le velocità delle particelle appena create siano vici-

TABELLA 2

Decadimento	Vita media (secondi)
$\mu^{\pm} \rightarrow e^{\pm} + \nu$	$2{,}2 \times 10^{-6}$
$\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \nu$	$2{,}6 \times 10^{-8}$
$\pi^0 \rightarrow 2\gamma$	$\sim 3 \times 10^{-15}$
$\Lambda^0 \rightarrow p^+ + \pi^-$	$\sim 3 \times 10^{-10}$
$\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$	$< 10^{-10}$

nissime a questa velocità limite, noi troviamo ancora per semplice sostituzione che i loro cammini liberi prima di decadere possono essere sorprendentemente piccoli. Cosí una particella Λ, con un tempo di decadimento tipico stimato di 3×10^{-10} secondi può viaggiare soltanto per 9 cm tra creazione e decadimento, anche se ha la *massima velocità possibile*. Su basi teoriche un periodo di decadimento molto piú breve è stato attribuito al π^0, e cioè 3×10^{-15} secondi. In un tempo breve come questo la particella che ha la piú alta velocità possibile può viaggiare soltanto per 10^{-4} cm tra creazione e decadimento. In altre parole per tutti gli scopi pratici non ha un cammino effettivo e possiamo considerare che decada *in situ*, dove essa viene creata. Cosí si verifica che molti dei prodotti che hanno una vita breve non si allontanino mai dai posti dove vengono creati, e questo contribuisce a confondere molto la possibilità di rivelarle e di studiarle. Ad aggiungere una ulteriore difficoltà sta il fatto che le velocità delle particelle possono naturalmente essere molto al di sotto della velocità della luce.

Si è raggiunta qui una regione di periodi di esistenza cosí corti che sono sorti interrogativi sul *significato stesso del tempo* in questo caso. Il tempo è continuo o deve invece anche il tempo essere considerato quantizzato cosicché ci sarebbe un valore limite al di sotto del quale sarebbe impossibile andare? Benché questi concetti siano soltanto nella loro infanzia, tuttavia essi possono ben essere messi in relazione con gli antichi paradossi sul tempo di Zenone.

24. *Fissione nucleare*

FISSIONE NUCLEARE La fissione nucleare, scoperta per l'uranio da Hahn e Strassmann nel 1938, si è dimostrata di importanza veramente grande e spettacolare, in quanto ha condotto nel 1945 alla produzione dell'energia atomica e dell'esplosivo atomico. La fissione nucleare avviene quando nuclei pesanti vengono bombardati in opportune condizioni ed è un processo di disintegrazione notevolmente diverso da tutti quelli precedentemente considerati, nei quali i nuclei disintegrandosi emettevano protoni, neutroni o particelle α. Si scoperse che, quando l'uranio veniva bombardato con neutroni, si otteneva un prodotto con attività β, seguito da un'intera catena di prodotti anch'essi con attività β. Si pensò dapprima che l'$^{238}_{92}U$, mediante cattura di un neutrone, si fosse trasformato in $^{239}_{92}U$ e, poiché emetteva particelle β, che questo si trasformasse in $^{239}_{93}U \rightarrow ^{239}_{94}U \rightarrow$ ecc. Gli atomi cosí postulati, avendo carica maggiore di 92 furono chiamati *transuranici*. Fu però dimostrato da Hahn e Strassmann, che l'ipotesi avanzata per spiegare i fatti da loro osservati, benché ammissibile, era sbagliata. Essi provarono che quando l'uranio viene bombardato il prodotto consiste in due grossi frammenti che identificarono come bario e cripto. Frisch indicò che si era verificata una *fissione*. Poiché i due grossi frammenti si producono nell'interno dello spazio nucleare (10^{-12} cm) ed hanno forte carica, essi si respingono reciprocamente con violenza, e si è calcolato che l'energia cinetica risultante è dell'ordine di 160 MeV. Essi sono pure fortemente eccitati e presentano perciò attività β, dando luogo ciascuno ad una serie di decadimento. Ulteriori ricerche dimostrarono che la fissione provocata da neutroni si presentava nell'uranio,

nel protoattinio e nel torio. Mentre per il torio e il protoattinio si richiedevano neutroni con grande energia, si trovò che per provocare la fissione dell'uranio servivano neutroni sia lenti che veloci. Mediante la separazione isotopica diretta si dimostrò che l'isotopo principale ^{238}U richiedeva neutroni veloci, mentre l'isotopo meno abbondante (0,75 per cento) ^{235}U era *fissile* anche con neutroni termici.

I FRAMMENTI DELLA FISSIONE DELL'URANIO 235 La fissione è mostrata principalmente da quegli atomi alla fine della tavola periodica, che sono instabili e che hanno già un rapporto n/p grande. Quando un nucleo fissile come l'^{235}U è colpito da un neutrone, questo viene assorbito e la nuova massa complessa ^{236}U ha ora un eccesso neutronico tale che esso si divide in due grandi frammenti (quasi come fa una grande goccia d'acqua quando oscilla eccessivamente) e nello stesso tempo emette almeno due neutroni. Questi due frammenti di solito non sono identici, e ne discuteremo fra poco, e possono avere masse che vanno con regolarità dalla massa 72 alla massa 158. Essi sono molto instabili e cosí ognuno inizia una catena radioattiva, con emissione β e γ da prodotti successivi. Un caso tipico di fissione si ha quando i due frammenti della fissione dell'^{235}U sono ^{95}Mo e ^{139}La, insieme con due neutroni.

Il bilancio energetico di questa reazione rivela un fatto sorprendente. Un neutrone di bassa energia (termico) può provocare questa reazione poiché *l'energia cinetica del neutrone non è il fattore decisivo*. Da una parte abbiamo la massa 235,124 per l'uranio piú la massa 1,00898 del neutrone e cioè un totale di 236,133.

Questo si divide in ^{95}Mo, di massa 94,945, e ^{139}La, di massa 138,955, insieme con due neutroni ognuno di massa 1,00898, cioè un totale di 235,918. *C'è pertanto una differenza di massa tra l'uranio e i suoi prodotti della quantità relativamente molto grande di 0,215 unità di peso atomico.* Questo se convertito in energia equivalente, vale 198 MeV. Cosí la fissione di ^{235}U produce una quantità considerevole di energia per reazione. È stato sperimentalmente determinato che questa energia si distribuisce come segue. I due frammenti di fissione hanno in totale una energia cinetica di circa 162 MeV. L'energia radioattiva di decadimento di questi ammonta a non meno di 21 MeV e l'energia γ del processo di fissione a circa 6 MeV. I due neutroni emessi sono dotati di circa 6 MeV. Questo fa in totale 195 MeV che è sufficientemente vicino al valore previsto di 198 MeV. La maggior parte di questa energia cinetica dei frammenti, *appare sotto forma di calore* attraverso l'assorbimento e il rallentamento nel corpo del materiale in cui si trova l'atomo che si è diviso.

Sebbene la somma dei due frammenti grandi dia sempre (in cifra tonda) 234, c'è un'ampia distribuzione nei prodotti possibili, che riportata in scala percentuale logaritmica è illustrata nella figura 1. C'è una

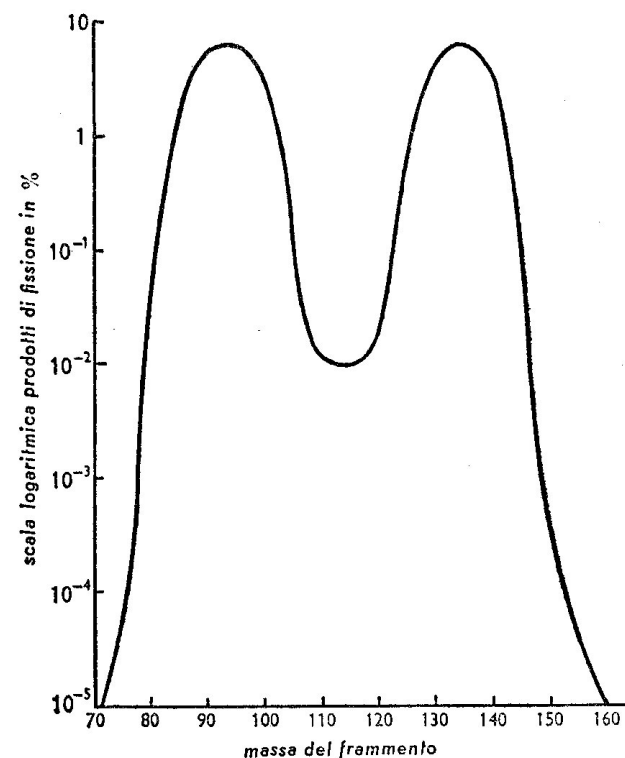
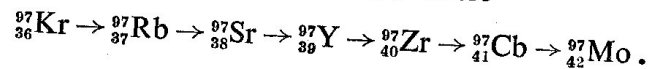



Figura 1

tendenza per le masse a concentrarsi rispettivamente intorno a 90 e intorno a 140. L'intervallo delle masse possibili è considerevole, da 72 a 158, ma la variazione è un poco esagerata dal fatto che si usa un

diagramma logaritmico. Effettivamente circa il 97 per cento dei prodotti totali di fissione cade nello stretto intervallo 85÷104 per il frammento piú leggero, e 130÷149 per il piú pesante.

Si ritiene con fondati motivi che l'intera fissione ha luogo in meno di 10^{-14} secondi e durante questo periodo sono emessi i due neutroni della fissione. La maggior parte è lenta ma alcuni sono veloci. *Questi due neutroni hanno un'importanza vitale nell'utilizzazione dell'energia di fissione nei progetti per l'energia atomica* e la loro esistenza fu dimostrata per la prima volta da Joliot, Halban e Kowarski. C'è un'ulteriore attività neutronica leggermente ritardata. Si è trovato che circa 0,75 per cento neutroni in piú (per reazione) sono emessi per *qualche tempo* dopo la fissione, anche per periodi di molti *minuti*. Questi possono essere raccolti in gruppi distinti di vite medie che vanno da una frazione di secondo a un minuto e hanno energia da 0,5 a 0,25 MeV. Essi si originano dai frammenti del decadimento ed hanno una parte vitale nel *controllo di sicurezza* degli impianti ad energia atomica. Tutti i prodotti di fissione decadono con una catena di reazioni β e un esempio tipico è il decadimento ${}^{97}_{36}\mathrm{Kr}$, che si è trovato essere

$$ {}^{97}_{36}\mathrm{Kr} \to {}^{97}_{37}\mathrm{Rb} \to {}^{97}_{38}\mathrm{Sr} \to {}^{97}_{39}\mathrm{Y} \to {}^{97}_{40}\mathrm{Zr} \to {}^{97}_{41}\mathrm{Cb} \to {}^{97}_{42}\mathrm{Mo}\,. $$

Si susseguono pertanto sei emissioni β. Il numero atomico sale da 36 a 42 ma la massa atomica resta costante a 97, a parte naturalmente i cambiamenti dei difetti di massa.

I neutroni emessi a seguito della fissione hanno velocità dell'ordine di 10^9 cm/s.

SPALLATION [1] Fissione a parte, nella gran maggioranza delle centinaia di reazioni nucleari di bassa energia conosciute, il prodotto principale della reazione non ha una massa molto diversa dal bersaglio originale colpito. Questo perché l'energia media di legame di una particella nucleare, come venne mostrato nella discussione del difetto di massa, è dell'ordine di 8 MeV. È chiaro allora che per proiettili con energia dell'ordine, per esempio, di 10 MeV si può anticipare che al massimo

[1] [*Spallation* letteralmente significa frantumazione.]

poche particelle nucleari saranno emesse da un bersaglio. D'altra parte quando le energie dei proiettili oltrepassano per esempio i 100 MeV si possono prevedere altri tipi di reazioni. Queste reazioni sono state trovate e sono a mezza strada tra la divisione dovuta alla fissione o alle semplici reazioni di bassa energia in cui c'è soltanto un leggero cambiamento di massa con emissione di una particella leggera.

Si è trovato che elementi di massa intermedia, se bombardati con particelle α di 400 MeV di energia, accelerate nei ciclotroni, si frantumano in molti prodotti pesanti. Questo viene chiamato *spallation* e si è trovato che in una singola *spallation* si possono formare fino a 20 o 30 prodotti pesanti. Questo effetto è molto simile ai processi a stella trovati nei raggi cosmici.

Si è anche osservata una combinazione di *spallation* e fissione. Quando, per esempio, Bi è bombardato con particelle con un'alta energia dell'ordine suddetto, si frantuma in circa 12 particelle. Il residuo è cosí instabile, che va subito soggetto a fissione. Si sono trovati molti esempi, ma in nessuno di questi c'è un guadagno energetico sufficiente a far sí che la reazione sia adatta ad un impiego utile come sorgente di energia.

LA TEORIA DELLA FISSIONE DI BOHR-WHEELER Il meccanismo della fissione può essere spiegato in modo soddisfacente dalla teoria nucleare della "goccia" di Bohr, nella quale il nucleo viene effettivamente considerato come una goccia carica. Bohr e Wheeler hanno studiato la stabilità di questo modello ed hanno dimostrato che essa dipende dal rapporto tra il quadrato della carica e la massa, cioè Z^2/A. La teoria insegna che il limite massimo della stabilità non è molto superiore al valore Z^2/A dell'uranio e ciò spiega la fine naturale del sistema periodico. Le condizioni di equilibrio del nucleo derivano dall'equivalenza tra le forze di scambio *attrattive*, che agiscono in un certo senso come la tensione superficiale in una goccia liquida, e le forze elettriche coulombiane *repulsive* delle cariche protoniche. Quando un neutrone viene catturato si avrà l'emissione di raggi γ in 10^{-14} secondi, o l'espulsione di un altro neutrone; oppure, se viene acquistata energia sufficiente, il nucleo può essere perturbato quanto basta perché si spezzi in due grossi frammenti, come avviene per una goccia liquida, e quest'ultimo processo è la fissione.

Il verificarsi dell'uno o dell'altro dei vari processi dipende dall'energia del neutrone catturato. Anche un neutrone con energia cinetica nulla, se catturato, fornisce una considerevole quantità di energia al nucleo composto, grazie all'energia di legame liberata. Quindi l'energia acquistata mediante cattura è la somma dell'energia di legame E_l e dell'energia cinetica E_c. L'energia di legame dipende dal particolare nucleo che effettua la cattura e in realtà differisce sensibilmente anche per i differenti isotopi della stessa specie atomica. Se E_p è la minima energia perturbante necessaria per produrre la fissione, questa è probabile quando $E_l + E_c > E_p$. Il valore di E_p diminuisce proporzionalmente a A/Z^2, secondo la tavola seguente relativa al torio, al protoattinio e ai due isotopi principali dell'uranio.

Nucleo originale	Nucleo composto	E_l (MeV)	E_p (MeV)
$^{232}_{90}Th$	$^{233}_{90}Th$	5,2	7,0
$^{238}_{92}U$	$^{239}_{92}U$	5,2	5,9
$^{23}_{9}Pa$	$^{232}_{91}Pa$	5,4	5,5
$^{235}_{92}U$	$^{236}_{92}U$	6,4	5,4

Risulta da essa che, se l'^{235}U cattura neutroni *anche solo termici*, può avvenire la fissione, poiché $E_p < E_l$, mentre l'^{238}U richiede, perché avvenga la fissione, l'assorbimento di neutroni con energia cinetica di almeno 0,7 MeV. In pratica se i neutroni hanno energie appena superiori a E_l, la probabilità della fissione dell'^{238}U è bassa, ed essa avviene solo in scarsa misura, poiché è piú probabile che venga riemesso un neutrone. È dunque chiaro che l'^{235}U ha proprietà molto favorevoli alla fissione. Si è calcolato che il nucleo composto ^{236}U vive soltanto 10^{-15} secondi prima di spezzarsi nei frammenti di fissione e nei neutroni di fissione.

LE ENERGIE NELLA FISSIONE La fissione di un nucleo di uranio richiede un neutrone, ma, come si è già detto, l'atto effettivo della fissione crea almeno due altri neutroni (si è valutato che in media vengono prodotti 2,5 neutroni per ogni fissione). In una massa di uranio sarebbe possibile

iniziare una *catena* di fissioni dai neutroni in piú. Dal fatto che ogni fissione permette di ottenere circa 200 MeV, è facile calcolare l'energia liberata se un grammo di ^{235}U è totalmente distrutto dalla fissione.

Dato che 1 MeV $= 1{,}6 \times 10^{-6}$ erg $= 1{,}6 \times 10^{-13}$ watt al secondo l'energia di fissione per atomo è 200 MeV $= 3{,}2 \times 10^{-11}$ watt al secondo. Il reciproco, $3{,}1 \times 10^{10}$, fornisce il numero di fissioni al secondo per produrre la potenza di un watt. In un grammo atomo (235 grammi) ci sono 6×10^{23} atomi.

Cosí la fissione di 1 grammo libera $8{,}2 \times 10^{10}$ watt al secondo o in unità piú familiari $2{,}3 \times 10^4$ kilowattora. La fissione di un grammo-atomo libera 5×10^6 kilowattora.

Approssimativamente allora, la fissione di 1 grammo di uranio 235 al giorno darebbe come risultato la produzione regolare di circa 1000 kilowatt nelle 24 ore.

Questa è una quantità di energia enormemente grande per il consumo di una quantità di materiale piccola com'è un grammo. È *circa* 2×10^6 *volte maggiore dell'energia calorifica liberata dallo stesso peso di carbone.* Però il calcolo che abbiamo appena fatto della produzione di energia è basato sull'ipotesi implicita che la *velocità* delle fissioni di un grammo di materiale possa essere controllata per essere distribuita lungo tutto un giorno. Questo è certo possibile come vedremo, ma di solito, senza speciali accorgimenti, la catena totale di fissione con liberazione di tutta l'energia considerata avrà luogo in un intervallo di tempo estremamente breve. Cosí per semplicità di calcolo facciamo l'ipotesi che tutti i neutroni emessi siano efficaci nel produrre la fissione (cioè non se ne perda nessuno dai bordi o per assorbimento di altri materiali ecc.), e di nuovo per semplicità facciamo l'ipotesi che ci sia un semplice raddoppio di emissione neutronica per reazione (in realtà si è piú vicini a un fattore 2,5). Allora comincia a formarsi un incremento a catena di neutroni in serie geometrica, cioè 1, 2, 4, 8, 16 ...

Ci vogliono soltanto 80 generazioni per produrre i 10^{24} neutroni che sono sufficienti a spezzare i 6×10^{23} atomi in un grammo atomo (cioè in 235 grammi). Il tempo stesso della fissione è molto piccolo e le velocità dei neutroni sono tali, che dentro la massa del materiale, a causa della sua densità, gli atomi sono cosí vicini che il tempo di cattura

da nucleo a nucleo sarà dell'ordine di 10^{-8} secondi. (Questo è in realtà il processo principale che richiede un tempo apprezzabile.) *È chiaro allora che la totalità delle ottanta generazioni necessarie a liberare i 5 milioni di kilowattora di potenza, si verifica in meno di 10^{-6} secondi!* C'è pertanto una formidabile produzione di energia in un tempo incredibilmente breve, cioè una esplosione molto violenta. Se piú di un grammo atomo è coinvolto, l'energia liberata è corrispondentemente piú grande.

L'inizio di una reazione a catena che deve andare a compimento può avere luogo solo se c'è una progressiva moltiplicazione di neutroni, cioè se il fattore (K) di riproduzione supera l'unità. Abbiamo trascurato le cause significative possibili di perdita dei neutroni. Per prima cosa si è supposto che si possa trovare ^{235}U puro. Se questo ^{235}U è in realtà mescolato con un altro materiale che assorbe neutroni, la moltiplicazione dei neutroni può cadere al di sotto di un guadagno netto per fissione e la catena rapidamente si estingue. Poi c'è anche la questione della forma geometrica. Per una sfera il rapporto dell'area alla massa è proporzionale a $1/r$, e siccome ci sarà una perdita dalla superficie, è chiaro che per sfere piccole, la perdita dalla superficie può essere molto seria. È di fatti evidente che ci sarà una dimensione critica al di sotto della quale una reazione a catena si estinguerà sempre a causa della perdita dalla superficie. E viceversa una volta che questa dimensione critica sia raggiunta la reazione a catena si svilupperà completamente. Cosí si verifica la situazione curiosa che *non è possibile riunire in un posto una massa di ^{235}U di una dimensione piú grande di quella critica.* Quando la dimensione critica *è* raggiunta, e questo dipende dalla purezza e dalla forma geometrica, c'è una detonazione e una eplosione.

Non c'è da aspettarsi in alcun modo che una reazione a catena neutronica si verifichi nell'^{238}U puro, perché è necessario avere neutroni veloci, e anche se una fissione libera questi neutroni, la maggior parte di essi verrà rallentata da collisioni, senza cosí innescare ulteriori fissioni. In aggiunta a ciò si è trovato che, quando i neutroni sono rallentati a un'energia di circa 25 eV c'è da parte dell'^{238}U un assorbimento molto forte di risonanza con semplice cattura. Questa è una reazione importante, poiché nel processo si forma $^{239}_{92}$U. Questo nucleo ha attività β, con un periodo di 23 minuti, e il decadimento β porta alla formazione di nettunio.

Nell'uranio naturale che contiene lo 0,7 per cento di ^{235}U, i neutroni che sono rallentati, alla fine possono formare ^{239}U da ^{238}U o causare la fissione nell'^{235}U, e quest'ultima reazione è l'unica che mantiene una produzione di neutroni per ulteriori fissioni. In questo senso l'uranio 238 é un' "impurità" che impedisce alle fissioni di aumentare in una reazione a catena a cascata.

LA REAZIONE A CATENA ESPLOSIVA Per poter provocare una reazione a catena è necessario eliminare l' "impurità" che, con gli assorbimenti, impedisce al fattore di riproduzione K di superare l'unità, in altre parole: *è necessario separare l'isotopo 235 dall'isotopo 238.* Ciò spiega perché si svilupparono gli enormi impianti per la separazione degli isotopi. Non basta, tuttavia, che la purezza sia alta, è necessario inoltre che la massa del materiale reagente sia sufficiente ad assicurare che una frazione abbastanza alta dei neutroni, prodotti dalle fissioni, sia trattenuta dal materiale per dare inizio a nuove fissioni, altrimenti K cadrebbe al di sotto dell'unità. I neutroni di fissioni sono veloci e quelli vicini alla superficie della massa reagente vanno perduti. In una piccola massa è chiaro perciò che il coefficiente di riproduzione può cadere al di sotto dell'unità malgrado la produzione di due o piú neutroni per ogni fissione. Aumentando la massa sino ad un valore critico, si raggiunge un punto in cui si stabilisce una reazione a catena alimentata spontaneamente, con rapida liberazione di un'enorme quantità di energia. La massa critica dell'uranio 235 con un alto grado di purezza è probabilmente 10 chilogrammi (un valore preciso non è ancora stato determinato).

Per iniziare la catena (cioè innescare la reazione) è necessario soltanto portare a intimo contatto, con un urto violento, due pezzi di materiale altrimenti non pericolosi, ognuno minore della massa critica. Questo atto meccanico costituisce la detonazione dato che vi sono sempre sufficienti neutroni vaganti in questa massa da innescare spontaneamente la catena. La massa reagisce in circa 10^{-7} secondi. La temperatura della massa che reagisce sale forse a 10^7 °C e si sviluppa una pressione

probabilmente di 10^{12} atmosfere, poi essa comincia a espandersi cosí rapidamente che la catena si estingue molto prima che tutti i materiali fissili reagiscano; in realtà riesce a reagire soltanto una piccola percentuale. Nonostante questo, nella prima liberazione di energia atomica, si ebbe una esplosione paragonabile a quella di 10 000 tonnellate di tritolo. In aggiunta a ciò una massa considerevole di materiale radioattivo pericoloso viene sparsa su un largo raggio, ed è emessa una intensa e pericolosissima radiazione γ.

25.
Reattori nucleari ad energia atomica

PRODUZIONE DEL PLUTONIO L'utilizzazione pratica dell'immensa energia che si può ottenere dalla fissione è diventata possibile tramite la liberazione controllata delle forze atomiche nei reattori nucleari.

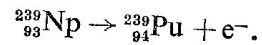
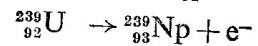
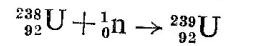
Nella storia della ricerca dei materiali fissili puri si seguirono due linee di sviluppo indipendenti l'una dall'altra. Una consisteva nella costruzione, negli Stati Uniti, di impianti veramente grandiosi per la separazione isotopica, ai fini di separare l'isotopo 235 dall'uranio naturale. L'uranio 235 è presente solo nella proporzione di 1 parte su 140 e la piccola differenza percentuale di massa (1,3 per cento) fa sí che la separazione di quantità dell'ordine dei chilogrammi (che la teoria indica come il tipo di massa critica che ci si deve aspettare) sia una delle piú notevoli operazioni di ingegneria, richiedendo la mobilitazione di equipaggiamenti e forze industriali e tecnologiche fantasticamente grandi. Questi impianti di separazione a diffusione su grande scala sono ora in funzione in molte parti del mondo e producono la quantità di materiale sufficiente a rendere possibili un grande numero di reazioni a catena distinte.

Contemporaneo, e forse piú impressionante e certamente di una maggior importanza in seguito, è stato lo sviluppo di *reattori* atomici nucleari chiamati *pile* il cui obiettivo originale era la produzione del materiale fissile plutonio, di massa 239. Le pile hanno ora altre importanti funzioni che discuteremo piú tardi in dettaglio.

La pila è una struttura curiosa in cui la reazione richiesta si verifica con l'*isotopo pesante dell'uranio*, 238, sebbene la pila sia mantenuta in funzione a causa delle fissioni dell'*isotopo fissile piú leggero 235 del-*

l'uranio. Si vedrà piú chiaramente in seguito che il meccanismo della pila *non coinvolge alcuna fissione dell'uranio 238.*

Nella pila, le fissioni dell'isotopo 235 producono neutroni. Va ricordato adesso che il bombardamento di ^{238}U con neutroni veloci porta alla formazione di plutonio, tramite l'intermediario nettunio che ha un decadimento β, secondo lo schema seguente:

$$^{238}_{92}U + ^{1}_{0}n \rightarrow ^{239}_{92}U$$
$$^{239}_{92}U \rightarrow ^{239}_{93}Np + e^-$$
$$^{239}_{93}Np \rightarrow ^{239}_{94}Pu + e^-.$$

Bisogna ancora ricordare che il ^{239}Pu è relativamente stabile, con un periodo di decadimento di 24000 anni e che può essere estratto chimicamente da una massa di uranio poiché, essendo di numero atomico differente dall'uranio, è chimicamente separabile da questo.

Secondo la teoria di Bohr e Wheeler, il plutonio è fissile. La cattura neutronica porta a $^{240}_{94}Pu$ e la teoria mostra che la energia perturbante E_p per questo è solo di 4,0 MeV, che è molto meno di quella di altri nuclei già considerati. Inoltre come E_l è elevata per il nucleo composto $^{236}_{92}U$ formato da $^{235}_{92}U$ per cattura, cosí l'energia di legame per il composto $^{240}_{94}Pu$ sarà anche alta, in accordo con la teoria di Bohr e Wheeler ed è forse 6,5 MeV. Cosí il plutonio può andar soggetto alla fissione piú ancora dell'^{235}U e se isolato può essere usato per una reazione a catena esplosiva.

Ma piú importante è il fatto che il plutonio differisce *chimicamente* dall'uranio (dato che le cariche dei nuclei sono differenti), per cui il *plutonio può essere estratto da una massa d'uranio con metodi chimici diretti*, tutto sommato un problema molto piú semplice di quello della separazione isotopica.

Sebbene, com'è già stato indicato, una catena automantenentesi non sia possibile nell'^{238}U *puro*, lo 0,7 per cento di ^{235}U presente nell'uranio naturale permette a quest'ultimo di fornire una reazione a catena in condizioni particolari. La prima considerazione è di evitare la cattura della maggior parte dei neutroni di fissione da parte dell'^{238}U, e per far ciò, i neutroni prima di raggiungere l'^{238}U devono essere rallentati *al disotto* dei 25 eV dell'energia di risonanza dell'^{238}U, onde evitarne la

cattura. Se questo può essere fatto, allora i neutroni troveranno probabilmente un nucleo di ^{235}U e provocheranno la fissione. Questo rallentamento dei neutroni a valori termici *al di fuori* dell'uranio è prodotto da un'apparecchiatura chiamata "pila". Questa è fatta di un reticolo di barre d'uranio distribuite simmetricamente fino a formare approssimativamente un cubo. Le barre sono sufficientemente sottili da non portare ad un serio assorbimento dei neutroni generati nel loro interno. Tra le barre c'è un materiale che riduce le velocità dei neutroni, chiamato *moderatore*. Questo materiale deve avere basso peso atomico ed essere molto puro. Bisogna ricordare che in un urto "elastico" un neutrone trasferisce una gran parte della sua energia nel caso che l'atomo urtato sia leggero. Gli unici moderatori che in pratica possano essere usati sono o l'acqua pesante o il carbonio puro; infatti la maggior parte degli altri nuclei leggeri, disponibili, in quantità sufficiente, tendono a catturare neutroni oltre a ridurre le loro velocità per urto "elastico".

Le barre d'uranio del reticolo devono essere sufficientemente lontane da permettere che il moderatore possa effettivamente ridurre le velocità dei neutroni a valori termici prima che essi penetrino in un pezzo d'uranio vicino. Realizzata questa condizione, allora i neutroni inizieranno le fissioni. Ciò rende le dimensioni molto grandi. Dal momento che, nello stesso tempo, l'efficienza del sistema non è grande, deve essere fatto ogni sforzo perché i neutroni non vadano persi, se si vuole avere un fattore di riproduzione piú grande dell'unità. Sia il moderatore che l'uranio devono avere un insolito grado di purezza al fine di eliminare catture da parte di atomi estranei. Ed ancora, per ridurre le perdite superficiali, la pila viene circondata da una sostanza che rifletta i neutroni, per esempio carbonio. Dopo circa 30 collisioni con il carbonio, una velocità iniziale dei neutroni di 10^9 cm/s è ridotta a 10^5 cm/s e questi neutroni sono efficaci nel produrre la fissione nell'^{235}U.

È chiaro che la stessa condizione relativa alla massa critica esiste in una pila come con una massa esplosiva, ma la pila deve essere molto grande e sono necessarie molte tonnellate d'uranio prima che il fattore di riproduzione K sia piú grande dell'unità. Quando questo accade, la pila diventa criticamente instabile, per cui in pratica conviene far sí che K oscilli leggermente intorno all'unità.

Le pile a grafite sono state progettate per vari scopi e la loro struttura è determinata largamente dal livello di energia a cui esse sono destinate ad operare. Una costruzione tipica di una pila è quella illustrata in sezione nella figura 1. Sono necessarie molte centinaia di ton-

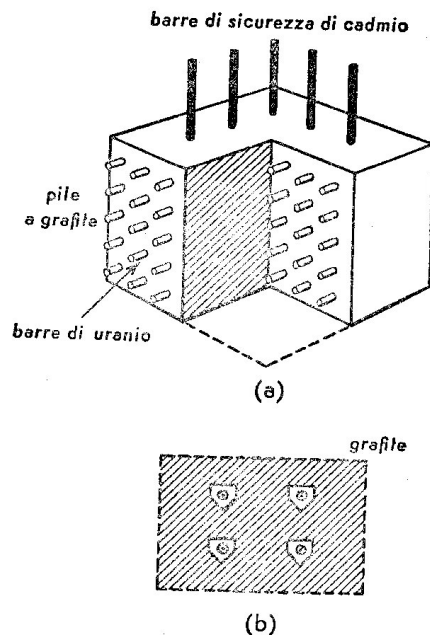



Figura 1

nellate di grafite purissima e la massa critica dell'uranio metallico richiesta è circa 25 tonnellate. Se la pila viene caricata con una quantità inferiore, non si sviluppa alcuna reazione a catena. La perdita superficiale di neutroni, piuttosto seria, viene ridotta in modo apprezzabile circondando la parte centrale, che reagisce, mediante un riflettore di grafite che respinge indietro una buona percentuale delle perdite superficiali. Intorno a tutto questo viene posto uno schermo di cemento spesso piú di 2 metri ed ancora uno strato di ferro di 15 cm circa. Questi schermi servono a proteggere il personale dalle pericolose radiazioni γ che si producono.

L'uranio, sotto forma di lunghe barre cilindriche sottili, viene infilato nei fori di un grande cubo di grafite, com'è mostrato nella figura 1*b*. Le

barre hanno un sottile rivestimento di alluminio che serve a due scopi. Queste barre costituiscono la sorgente dell'energia e, siccome si riscaldano, devono essere raffreddate (in alcune pile l'utilizzazione di questo calore è l'obiettivo piú importante). Il raffreddamento può essere fatto con un gas o con un liquido che fluisce intorno alle barre, dato che i fori nella grafite sono fatti in modo da ricevere il fluido refrigerante (fig. 1*b*). L'uranio si ossida facilmente, per cui deve essere protetto con una guaina. Ed ancora il rivestimento aiuta a trattenere i prodotti di fissione che verranno estratti in seguito dalle barre d'uranio.

Il grado di intensità del processo è controllato da barre di cadmio o di acciaio al boro, come si vede nella figura 1*a* dato che il cadmio e il boro hanno sezioni d'assorbimento dei neutroni molto elevate. L'inserimento delle barre assorbenti fa rapidamente fermare l'attività, poiché la pila viene fatta lavorare di solito appena sopra il punto critico. Un servomeccanismo toglie ed inserisce le barre di controllo ed è messo in moto da un misuratore d'intensità di radiazione; con questo mezzo il livello dell'energia può essere mantenuto costante con l'approssimazione dell'uno per mille.

Non appena la pila comincia a funzionare, la temperatura aumenta. Nel 1942 fu costruita la prima pila *piccola*, che conteneva 6 tonnellate di uranio e funzionava a un livello energetico di 200 watt. Nel 1944 entrò in funzione una pila piú grande che generava 2000 kilowatt. La pila è una complessa opera di ingegneria e il problema del raffreddamento da solo è di grandissima difficoltà, dato che non si può permettere alla temperatura dell'uranio di aumentare troppo, altrimenti la corrosione dei materiali della pila diventerebbe preoccupante.

Una volta messa in azione la pila, si può mantenere un equilibrio tra i neutroni necessari ad alimentarla e quelli che invece devono convertire l'^{238}U in plutonio. Poiché è chiaro che se l'obiettivo è la produzione del plutonio, ci deve essere un eccesso di neutroni utilizzabili a questo scopo. I pezzi di uranio sono sistematicamente rimossi per estrarre il plutonio e poi vengono nuovamente inseriti. Si deve rilevare che alla fine tutto l'^{235}U sarà consumato e la pila diventerà sterile, a meno che venga lasciata una certa quantità di plutonio per alimentare la pila.

Dopo che la reazione è andata avanti per qualche tempo, di norma

si rimuovono e si sostituiscono alcune barre d'uranio per estrarre dalle barre attive il prezioso plutonio prodotto. Le barre sono radioattive in modo intenso e pericoloso e di conseguenza si sono sviluppati notevoli impianti automatici per i processi chimici, cosicché i prodotti attivi possono essere estratti *del tutto meccanicamente senza l'intervento diretto dell'uomo*. I problemi dei rischi delle radiazioni collegati sia con il funzionamento di una pila sia coll'estrazione del materiale sono enormi, e il personale è soggetto quotidianamente a prove rigorose e tutti portano lastrine fotografiche sensibili di controllo e vengono sottoposti ad esami con il contatore Geiger. Si stanno costruendo generatori che forniscono 1000 megawatt nei quali si può mantenere una temperatura superficiale dell'uranio di 430 °C.

ALTRI REATTORI NUCLEARI Si sta facendo una gran quantità di lavoro in connessione con il progressivo sviluppo di molte forme di reattori nucleari, diversi dalla pila moderata a grafite, e si sono prodotti nuovi tipi. Due obiettivi principali sono emersi in relazione ai programmi dell'energia atomica. Uno è di garantire quantità sufficienti di materiale fissile per la fabbricazione degli esplosivi atomici a scopi di difesa. L'altro è l'utilizzazione della fissione controllata onde sfruttare il vasto serbatoio di energia nucleare a disposizione per la produzione di energia industriale. I due progetti sono strettamente in relazione, in quanto i reattori nucleari che producono energia possono anche produrre grandi quantità di materiale fissile e viceversa. Cosí i reattori possono essere classificati a seconda della loro utilizzazione o del loro modo di operare dal punto di vista fisico.

Riferendoci all'ultimo, diversi tipi di moderatori sono stati sviluppati con successo. Una classificazione utile dei reattori è quella che segue:
1) a moderazione eterogenea od omogenea;
2) a velocità dei neutroni lenta o rapida;
3) utilizzabili per ricerca, per ricavare materiale fissile, o per produzione di energia.

Alcune di queste caratteristiche possono sovrapporsi e questo succede sovente. Alcuni dei reattori nucleari per scopi di ricerca operano a un livello di potenza relativamente basso, cosí basso da essere chia-

mati a volte reattori d'energia zero. D'altra parte il reattore di Harwell, chiamato BEPO, opera a 6000 kilowatt. Sono usate molto spesso per la ricerca pile a grafite e sotto questo aspetto hanno due funzioni principali legate tra loro. La prima è che esse producono intensi fasci di neutroni che possono essere facilmente estratti e usati per esperimenti. La seconda è che si possono ricavare per scopi di ricerca e di terapia medica isotopi radioattivi in grandi quantità ponendo adatte sostanze nella pila.

Un progresso importante nei progetti di reattori è stato *il reattore moderato ad acqua pesante*. Come la pila a grafite anche questo è moderato in modo eterogeneo (cioè l'uranio e il moderatore sono due entità separate). Comunque, poiché il deuterio è molto piú efficiente del carbonio nel decelerare i neutroni veloci, se si fa il confronto col carbonio, il numero delle collisioni è meno della quarta parte. Cosí un reattore molto piú piccolo può funzionare con successo. Naturalmente la gran quantità di acqua pesante necessaria richiede un impianto industriale per la separazione del deuterio, e rappresenta una spesa molto notevole. Tali pile non possono funzionare facilmente a temperature superiori al punto di ebollizione dell'acqua pesante, ma hanno il vantaggio di produrre flussi molto intensi di neutroni, e sono particolarmente versatili come mezzi di ricerca.

IL REATTORE AD ACQUA BOLLENTE I reattori richiedono un progetto completamente diverso e diventano contemporaneamente molto piú piccoli se sono costruiti con materiale fissile *arricchito*, invece che con uranio naturale. Sono ora operanti numerose piccole pile che usano combustibile arricchito isotopicamente, e di essi ci si serve anche per l'insegnamento.

Un tipo promettente è stato chiamato *ad acqua bollente*. Esso, per quel che riguarda il moderatore, è di tipo omogeneo e usa materiale fissile arricchito in ^{235}U cioè un sale di uranio, arricchito in ^{235}U, viene sciolto in acqua pesante. *Questa soluzione diventa il centro reagente e nello stesso tempo moderatore*, perché l'acqua pesante agisce come moderatore. Lo schema è mostrato nella figura 2. La soluzione arricchita è contenuta in un serbatoio circondato da ossido di berillio che funziona

da riflettore dei neutroni. La temperatura aumenta quando la reazione a catena incomincia ma è tenuta bassa da serpentini di raffreddamento. Per il controllo viene impiegata una sbarra di cadmio. Questo reattore è

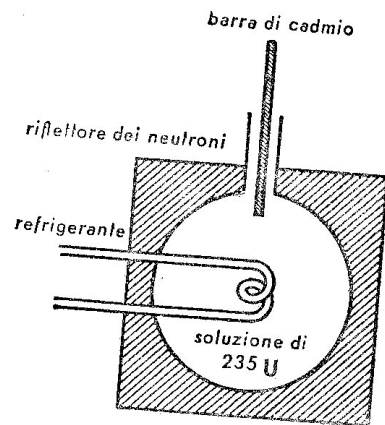



Figura 2

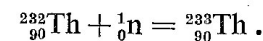
una semplice ma potente fonte di neutroni. Coll'uso di recipienti a pressione la temperatura a cui il reattore può funzionare può essere innalzata in modo che il calore possa essere estratto per usi pratici ed economici, in un futuro non troppo lontano.

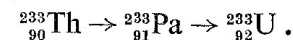
Il reattore ad acqua bollente offre molti vantaggi. Si evita l'estrazione metallurgica costosa dell'uranio puro. I prodotti della fissione possono essere continuamente estratti dalla soluzione senza difficoltà. In piú, cosa di importanza tecnica considerevole, il sistema sembra essere intrinsecamente sicuro in quanto il riscaldamento, che si produce togliendo le barre di controllo, porta all'ebollizione, che in effetti riduce la potenza e cosí durante l'ebollizione la stabilità si mantiene. *Il pericolo che una pila sfugga al controllo e si bruci fino alla distruzione è costantemente presente al personale di una pila a grafite.*

Con materiale fissile puro, come il plutonio 239 o l'uranio 235, sono stati progettati reattori ancora piú semplici. Per questi non è necessario il moderatore, per cui tutte le reazioni sono veloci e si usa per indicarli il termine *reattore veloce. Questo sistema di reazione è essenzialmente una bomba atomica predispersa e controllata.* Esso è molto piccolo, infatti la schermatura costituisce la massa principale, pertanto la con-

centrazione neutronica è veramente grande, e nessun'altra sorgente di neutroni è paragonabile in alcun modo per intensità a quella ottenibile da questo reattore veloce. Di solito un metallo liquido circola in questo sistema con la funzione di agente refrigerante.

REATTORI AUTOFERTILIZZANTI: BREEDING [1] Per la produzione del materiale fissile per l'estrazione, i grandi reattori a grafite già descritti sono attivamente sfruttati. In questi l'uranio 235 è il combustibile che, nel modo dovuto, converte l'uranio 238 nel plutonio 239. Un materiale dal quale si può formare del materiale fissile è chiamato *fertile.* In aggiunta all'uranio 238, un altro possibile materiale fertile è il torio 232 che geologicamente è molto piú abbondante. Quando il torio è irradiato con i neutroni otteniamo

$$^{232}_{90}\mathrm{Th} + ^{1}_{0}\mathrm{n} = ^{233}_{90}\mathrm{Th}\,.$$

Questo nuovo isotopo del torio ha attività β e dopo due decadimenti si ottiene

$$^{233}_{90}\mathrm{Th} \rightarrow ^{233}_{91}\mathrm{Pa} \rightarrow ^{233}_{92}\mathrm{U}\,.$$

Quest'ultimo, l'isotopo 233 dell'uranio, ha un periodo di 163000 anni ed è soggetto a fissione da parte dei neutroni lenti. Cosí è probabile che sia i reattori a uranio che quelli a torio vengano usati in futuro per la produzione di materiale fissile.

In una pila ad uranio per la produzione di materiale fissile, si spera che si formi piú plutonio 239 di quanto uranio 235 viene consumato. Ci sarà cosí un *breeding* di materiale fissile a spese dell'uranio 238. Si pensa che si possa ottenere questa produzione con un reattore con un nucleo centrale di uranio 235 molto arricchito, che è circondato da uno strato di ordinario uranio metallico in cui avrà luogo il processo di breeding. Si spera che il tipo ad acqua bollente possa trasformarsi in un *breeder*. Un problema nel processo di breeding è la necessità di estrazione continua del materiale formatosi perché altrimenti esso verrebbe perso per la sua ulteriore fissione.

[1] [*To breed* significa letteralmente: allevare, generare.]

PRODUZIONE DI POTENZA CON I REATTORI I reattori nucleari oggi portano un contributo significativo ai rifornimenti di energia delle nazioni. L'unico modo in cui questo può venir fatto, per ora, è di estrarre il calore e di usarlo per produrre vapore per i generatori elettrici, con i metodi soliti dell'ingegneria. *Il reattore è pertanto in realtà un impianto a vapore se lo si considera dal punto di vista della fornitura di energia.* Occasionalmente può anche produrre materiale fissile. Siccome l'efficienza termodinamica del vapore dipende dalla sua temperatura è necessario far lavorare un reattore di potenza alla temperatura piú alta possibile, almeno 400 °C. Questo introduce nello stesso tempo delle formidabili difficoltà tecniche di molti tipi. Per cominciare, la complicata struttura nel suo complesso deve essere progettata per funzionare a questa temperatura elevata. La questione della corrosione dell'uranio diventa allora seria. Affinché il calore possa essere estratto, un fluido che può essere sia gas compresso o metallo fuso deve essere fatto circolare in contatto abbastanza stretto con le barre d'uranio. Inoltre, dato che questo refrigerante è dentro il cuore del reattore, deve offrire un basso assorbimento ai neutroni, altrimenti la reazione sarebbe soffocata. Un problema molto importante è connesso con il fatto che il materiale tecnico dell'intera costruzione è soggetto a un cosí intenso bombardamento neutronico, che si verifica un cambiamento nelle sue proprietà fisiche. Gli atomi vengono spostati nelle strutture cristalline e si ha di conseguenza un indebolimento nella resistenza meccanica.

Reattori di potenza britannici sono oggi in funzione. Sono formati da un nòcciolo cilindrico di grafite racchiuso in un alto tamburo metallico a pressione di circa 12 metri di diametro. Nella grafite vi sono barre di uranio foderate di magnesio, ed è possibile al sistema raggiungere una temperatura di 400 °C. L'involucro a pressione è circondato da un grosso strato di cemento. Il calore è sottratto da CO_2 sotto pressione e per mezzo di uno scambiatore di calore si ricava vapore, che fa funzionare i generatori convenzionali per la produzione di elettricità. Nel caso migliore il rendimento sarà del 25 per cento in confronto al 33 per cento ottenibile nella maggior parte degli impianti di potenza e ciò a causa della temperatura relativamente bassa del vapore. I calcoli

mostrano che sarebbe teoricamente possibile ottenere come massimo da una tonnellata di uranio naturale, un calore dell'ordine di quello fornito da 60000 tonnellate di carbone. In pratica è probabile che se ne possa ottenere solo il 10 per cento. Se fosse cosí allora il costo del carburante uranio sarebbe paragonabile a quello del carbone. Futuri progetti potranno certamente diventare piú economici del carbone tenendo conto nel computo del fattore 10.

I danni che si verificano nei metalli, l'accumulo dei prodotti di scarto e i pericoli delle radiazioni sono i fattori che limitano il progresso nei reattori di potenza. Un reattore che opera a 100 megawatt emette 10^9 curie di radiazione, cioè la radiazione che si avrebbe da *1000 tonnellate di radio*! Come è ben noto, piccoli, ma efficienti reattori atomici sono stati installati come sorgenti di potenza su navi e sottomarini.

STUDI SCIENTIFICI CON REATTORI Un considerevole lavoro di ricerca sperimentale puramente scientifica si sta compiendo con reattori, che sono usati in primo luogo come intense sorgenti di neutroni. Il reattore a grafite di Harwell può essere usato in modo da dare un flusso di $2{,}5 \times 10^{12}$ neutroni/cm² s, mentre il reattore ad acqua pesante del Canadà fornisce 3×10^{13} neutroni/cm² s. Il flusso di neutroni è massimo al centro del nòcciolo. I neutroni, veloci e lenti, possono essere estratti attraverso la protezione di cemento perforandolo con buchi di diametro fino a 30 cm. Se questi buchi sono riempiti di grafite i neutroni che ne emergono sono rallentati. Il reattore ha anche una colonna di grafite, che può rallentare fino a velocità termiche i neutroni che si diffondono attraverso di essa. Il flusso dei neutroni termici diminuisce lungo la grafite e perciò si possono ottenere varie intensità.

Con fasci di neutroni lenti, portati fuori dalla colonna termica, si sono fatte misure sulle energie dei raggi γ liberati quando i neutroni sono catturati dall'idrogeno. Si può derivare da ciò la massa del neutrone. Si ottiene cosí una massa del neutrone di 1,008992 che è leggermente piú alta di quella generalmente accettata (1,008982). Questa cifra deve ancora essere confermata.

Sono state studiate molte reazioni con i neutroni lenti per mezzo delle sorgenti intense oggi fornite dai reattori. Per esempio, con un fascio

neutronico derivato da un reattore fu determinato sperimentalmente il periodo di decadimento del neutrone (già discusso precedentemente).

SPETTROSCOPIA CON DIFFRAZIONE NEUTRONICA Una delle applicazioni piú importanti è stata lo sviluppo della *spettroscopia con diffrazione neutronica*, che per l'analisi della struttura dei cristalli ha un grande valore complementare a quello dei raggi X. I neutroni, come tutte le particelle, hanno una lunghezza d'onda di de Broglie $\lambda = h/mv$. Per i neutroni termici, ad una temperatura di circa 250 °C, a cui una pila può funzionare, v è circa $2{,}8 \times 10^5$ cm/s. Sostituendo si ottiene $\lambda = 1{,}4$ Å, che è una lunghezza d'onda tipica dei raggi X. Questi neutroni, venendo da una pila a grafite funzionante a quella temperatura, mostrano cosí i tipici fenomeni di diffrazione caratteristici dei raggi X, in un modo abbastanza simile ai fenomeni di diffrazione elettronica. Se un fascio di questi neutroni vien fatto passare attraverso un cristallo, si ottengono allora proprio i tipici diagrammi di Laue, *poichè un tale fascio neutronico non è monocromatico ma corrisponde a un fascio "bianco" di raggi* X.

Una lastra fotografica non riuscirà a registrare direttamente questo diagramma di Laue, perché è trasparente ai neutroni e allora una sottile lamina di indio viene posta in contatto con la lastra fotografica. L'indio cattura i neutroni diffratti e diviene localmente radioattivo nei punti dove avviene la cattura. I raggi β che ne derivano impressionano la lastra fotografica e cosí si ottiene la fotografia del diagramma di Laue di *diffrazione neutronica* fornito dal cristallo.

La diffrazione neutronica è stata anche usata col metodo delle polveri Debye-Scherrer. Per questo metodo è necessario un fascio monocromatico di neutroni. Per far questo, il forte fascio neutronico che proviene da una pila è abbastanza intenso da permettere di renderlo monocromatico. Viene reso monocromatico per diffrazione da un cristallo, ad un angolo molto radente. Un fascio sottile e monocromatico viene cosí selezionato dal cristallo, e passa nel campione di polvere che si deve esaminare, situato sul piatto di uno spettrometro. La diffrazione ha luogo, ed i neutroni sono rivelati da un contatore per neutroni che viene fatto funzionare perché questi sono assorbiti dal fluoruro di boro. In questo

i neutroni reagiscono con il boro per produrre le particelle ionizzanti che sono registrate.

C'è una differenza molto importante tra lo spettro di diffrazione di un cristallo, prodotto dai raggi X, e quello prodotto dai neutroni, anche se la lunghezza d'onda equivalente è la stessa in entrambi i casi. C'è una difficoltà ben nota nella diffrazione dei raggi X, in quanto la struttura dei cristalli su cui si opera *non fornisce alcuna indicazione sulla posizione degli atomi d'idrogeno* nei cristalli studiati e questo perché la diffusione dei raggi X è proporzionale al numero atomico. Questo difetto è uno svantaggio specialmente nei cristalli idrati e ancora di piú nei composti organici dove la necessità di stabilire la posizione dell'idrogeno è anche piú importante. *I neutroni dal canto loro sono molto diffusi dai protoni*, e pertanto l'idrogeno quand'è presente dà un contributo notevole, e perciò *la localizzazione dell'idrogeno nella struttura cristallina diventa possibile*. I due metodi rendono cosí disponibili informazioni complementari.

Si stanno facendo molti studi sull'effetto dell'irradiazione su cristalli e solidi di molte specie. La produzione di colore nei cristalli per mezzo dello spostamento di atomi nel reticolo, l'effetto sulla polimerizzazione dei composti organici, l'effetto della radiazione sui cristalli semiconduttori rettificatori ecc. sono soltanto alcuni dei molti campi di ricerca in cui sono impiegati i neutroni che provengono dalle pile.

MATERIALI RADIOATTIVI La produzione di materiali radioattivi nelle pile ha ormai raggiunto proporzioni industriali. Questa produzione comprende la preparazione di traccianti radioattivi per ricerche biologiche e mediche (per esempio il fosforo 32 e lo iodio 131). Ha vaste applicazioni il carbonio radioattivo 14 usato per marcare i composti organici e per studi di biologia, chimica organica, fotosintesi ecc. Una grande varietà di isotopi dei metalli ha trovato applicazione nelle industrie metallurgiche, sia come traccianti che come sorgenti di radiazioni γ. Una sorgente particolarmente forte di raggi γ, usata in medicina come nell'industria (per esaminare difetti interni nelle saldature e nei pezzi di fusione) è il cobalto 60 che fornisce raggi γ di 1,17 e 1,33 MeV ed ha un periodo di dimezzamento di 5,3 anni. Questa sor-

gente può essere fatta particolarmente intensa e grandi unità di questo tipo sostituiscono oggi le unità di radio nella pratica terapeutica degli ospedali.

REAZIONI TERMONUCLEARI Per concludere questo capitolo verrà data ora una breve indicazione del recente sviluppo delle reazioni termonucleari (le cosí dette bombe all'idrogeno) intorno alle quali sono state finora rese note scarse informazioni. È chiaro dall'esistenza dei difetti di massa che la sintesi dell'elio e degli atomi piú pesanti nelle stelle, a partire dall'idrogeno (o da protoni e neutroni) porta ad una produzione considerevole di energia. Questa è fuori di dubbio la sorgente dell'energia stellare. Se allora si può iniziare una sintesi di atomi leggeri, diventa disponibile una nuova fonte di energia atomica. Questa fonte è basata sullo stesso principio sfruttato nella fissione, cioè l'utilizzazione delle differenze date dai difetti di massa. Dal momento che una collisione di 4 particelle è altamente improbabile, sembrerebbe che un possibile modo di sintesi sarebbe quello di cercare di far reagire i deutoni. Come è già stato mostrato precedentemente una interazione D-D può produrre sia $^{3}_{1}H$ (tritio) che $^{3}_{2}He$ (elio) e in ogni caso il bilancio dell'energia corrispondente al difetto di massa fornisce circa 4 MeV che è molto meno di quella prodotta nella fissione (200 MeV). Una reazione piú favorevole può avere luogo tra il deutone e il tritio, e cioè $^{2}_{1}D+^{3}_{1}H=^{4}_{2}He+^{1}_{0}n$ che libera 17,6 MeV. Questa reazione è possibile soltanto a temperature che superino 10^{7} gradi, ma in realtà tali temperature si hanno effettivamente vicino al centro di esplosione di una bomba a fissione. L'esplosione di una bomba a fissione può pertanto essere usata per iniziare la fusione.

Appare chiaro che sono possibili svariati dispositivi per produrre le esplosioni termonucleari; in una che ha avuto successo la reazione è indotta nel *deuteruro di litio* che è disposto tutto intorno al detonatore della fissione. La bomba a fissione esplodendo libera una concentrazione molto alta di neutroni d'alta energia. Questi interagiscono con il litio per formare *tritio*. All'elevata temperatura esistente il *tritio* reagisce con il *deuterio* del composto deuteruro di litio e, in accordo con la reazione vista sopra, si forma dell'elio e si libera molta energia. Si

deve inoltre notare che il prodotto finale $^{4}_{2}He$ *non è radioattivo*, in contrasto con i prodotti della bomba di fissione, per cui questa esplosione viene comunemente chiamata esplosione "pulita".

La proprietà specifica dell'esplosione termonucleare è che non esiste massa critica. La bomba termonucleare può essere fatta, in teoria, cosí grande che *la devastazione può essere di un ordine decisamente molto piú alto di quello di una bomba a fissione,* poiché la bomba a fissione può essere innescata soltanto unendo due sezioni, ognuna delle quali è minore della massa critica. Non esistendo limitazione delle dimensioni, ne segue la possibilità di una esplosione terrificante con devastazioni di gran lunga maggiori di quelle dell'esplosione già terrificante della bomba a fissione.

Nel 1955 venne dato l'annuncio di esplosioni termonucleari equivalenti a *molti milioni di tonnellate* di tritolo. Pare che le bombe siano del tipo fissione-fusione-fissione. Al centro c'è l'iniziatore, una ordinaria bomba a fissione. Questa è circondata da deuteruro di litio, che è il componente della fusione e che libera neutroni veloci. Il componente esterno è l'ordinario uranio metallico, e l'U 238 diventa fissile e viene fatto detonare dai neutroni veloci della reazione di fusione del componente deuteruro di litio precedente.

Dal 1955 si è avuto un rapido sviluppo nella potenza dell'esplosivo termonucleare (la bomba a idrogeno). È entrato nell'uso descrivere le esplosioni atomiche in termini di tonnellate equivalenti di tritolo. Per il tipo piú vecchio di bomba a fissione, l'unità usata è il *kiloton,* ma la devastazione della bomba a idrogeno è cosí imponente che l'*unità* usata per descrivere il suo potere esplosivo è il *megaton*; che rappresenta l'equivalente esplosivo di un milione di tonnellate dell'esplosivo chimico tritolo. Si è accertato che le recenti esplosioni sperimentali eseguite siano state dell'ordine dei 50 megaton, cioè cinquemila volte piú devastatrici delle prime esplosioni atomiche su Hiroshima e Nagasaki.

È di qualche interesse notare che in ogni reazione i difetti di massa coinvolti nella liberazione dell'energia, sono maggiori nella fusione che nella fissione. In una bomba a fissione la quantità di massa che manca quando si fa il totale della massa delle particelle, e questa è evidentemente la quantità di massa responsabile per l'energia liberata, è

circa lo 0,1 per cento della massa originale. Nella fusione d'altra parte, la massa disponibile per la liberazione dell'energia è sette volte tanto, lo 0,7 per cento. La reazione di fusione è pertanto, a parità di peso, sette volte piú efficace della reazione di fissione.

EFFETTO DI COSTRIZIONE (PINCH) La reazione della bomba termonucleare a idrogeno può essere, in un certo senso, descritta come una reazione incontrollata, dato che una volta incominciata, va avanti fino all'esaurimento e nulla può essere fatto per fermarla. Dal punto di vista della utilizzazione dell'energia atomica per scopi pratici che non siano le esplosioni, è essenziale avere una reazione controllata. La fissione può essere soddisfacentemente controllata in una pila e sorge cosí la domanda se una reazione controllata di *fusione* è possibile. Negli anni recenti si è portata avanti una considerevole mole di lavoro sia teorico che sperimentale avente come obiettivo ultimo la realizzazione di una reazione termonucleare controllata. In particolare la maggior parte del lavoro è stato dedicato al tentativo di far avvenire questa reazione in una scarica elettrica.

I calcoli hanno dimostrato che se un gas di deuterio puro può essere innalzato ad una temperatura dell'ordine di 500 milioni di gradi centigradi, allora potrebbe iniziare una reazione termonucleare. Questa potrà effettuarsi per mezzo delle collisioni dei deutoni (a questa temperatura gli elettroni saranno stati strappati via) che porteranno in effetti alla creazione di elio. Le differenze dei difetti di massa porteranno ad una considerevole produzione di energia. Una reazione ancora piú favorevole che può avere inizio ad una temperatura piú bassa si potrebbe ottenere con una miscela gassosa di tritio e deuterio, poiché in questo caso si sa dal calcolo che la reazione potrebbe iniziare a circa 50 milioni di gradi centigradi. Ma sorge il problema di come questa temperatura possa essere prodotta e poi, quando sia stata prodotta, come si prevede che le apparecchiature sperimentali riusciranno a resisterle.

La maggior parte dei tentativi sperimentali per raggiungere questa temperatura hanno fatto uso di quello che viene chiamato effetto di "costrizione" ("*pinched*" *electric discharge*). In questo, il gas altamente ionizzato di una scarica prodotta da una corrente massiccia (una con-

centrazione ionica di questo tipo è ora usualmente chiamata plasma) viene costretta in una colonna sottile e cosí tenuta lontano dalle pareti del contenitore per mezzo di un campo magnetico adatto. La scarica usata è una scarica di alta energia e di breve durata ottenuta da una batteria di condensatori. L'obiettivo principale della costrizione è duplice. Uno consiste nel prevenire le perdite di calore tutto intorno, e permettere cosí alla temperatura di crescere, l'altro è di contenere questo calore, che si è cosí creato, lontano dalle pareti, che altrimenti sarebbero probabilmente fuse.

Una condizione essenziale per quel che riguarda la scarica è che questa deve essere mantenuta stabile per un periodo di tempo sufficiente a permettere alla temperatura di crescere: è proprio qui che si sono incontrate gravi difficoltà nella progettazione, benché una mole enorme di lavoro sia teorico che sperimentale fosse stato fatto su questo problema. Si sono costruite molte macchine sperimentali, alcune su una scala molto ampia (per esempio in Gran Bretagna sono stati fatti due tentativi sperimentali, e le relative macchine sono state chiamate ZETA e SCEPTRE). E in nessun caso è stato possibile anche solo avvicinarsi alle alte temperature richieste. In ogni caso qualunque tentativo di misurare queste alte temperature previste è sperimentalmente un problema di formidabile difficoltà. Nel caso di ZETA un tentativo di valutare la temperatura raggiunta era basato sulla misura della larghezza di una linea spettroscopica. Si sa che quando la temperatura di un gas incandescente di peso molecolare M è innalzata al valore T, a causa dell'effetto Doppler sulla lunghezza d'onda della radiazione della riga emessa, tutte le righe spettroscopiche emesse sono allargate, e l'allargamento è proporzionale a $\sqrt{T/M}$. Dato che la massa dell'elemento emittente è sempre conosciuta dalle sue righe spettrali (per esempio azoto, o ossigeno ecc.) si può calcolare la temperatura da una misura della larghezza delle righe.

Comunque, nel caso di un plasma com'è il caso di una scarica di costrizione possono verificarsi serie complicazioni, che possono falsare interamente le conclusioni che si ricavano circa la temperatura dedotta dalla larghezza della riga osservata. Le righe spettrali possono essere enormemente allargate da *altri fattori* che non hanno quasi nulla a che

fare con la temperatura reale. È infatti noto che in presenza di forti campi elettrici le linee sono considerevolmente allargate da quello che è conosciuto sotto il nome di effetto Stark, e naturalmente ci *possono essere* forti campi elettrici interionici presenti nelle forti concentrazioni ioniche della scarica. Ed ancora, l'effetto Doppler può produrre spostamenti delle righe dovuti ai *movimenti di massa* oltre che alla temperatura. Per esempio il gas di un getto esplosivo che brucia spostandosi velocemente in una direzione, mostra uno spostamento della lunghezza d'onda. Si supponga che in un tubo a scarica si abbia un plasma che, *come un tutto*, sia assoggettato a oscillazioni violente; questo plasma emetterà delle righe spettrali che si allargheranno per effetto Doppler, e questo non è assolutamente un'allargamento dovuto alla temperatura, poiché un allargamento dovuto alla temperatura è la conseguenza di effetti disordinati di atomi o molecole separati, mentre le oscillazioni in blocco, per quanto violente, possono aver luogo con un plasma relativamente freddo. Si pensa che nelle scariche in cui si ha effetto di costrizione si verifichino delle oscillazioni.

Cosí lasciando da parte la prova *nucleare* del fallimento nel raggiungere la temperatura richiesta, resta ancora l'altra difficoltà di non conoscere persino quale valore della temperatura sia stato in pratica realmente raggiunto. Ancora oggi sono attivamente sviluppate ricerche in questo campo. Si stanno sperimentando modificazioni nella geometria, nei campi elettrici e magnetici ecc.

Il successo avrà veramente un risultato molto alto. Una volta che una reazione termonucleare controllata sia stata ottenuta, allora questo sistema darà una produzione di energia veramente vantaggiosa. Dopo tutto, il Sole ha emesso la sua enorme quantità di radiazione per milioni di anni proprio perché reazioni termonucleari avvengono nel suo interno. Il grande slancio che sostiene lo studio delle scariche di costrizione è la possibilità di garantire la sintesi nucleare controllata, distinta dalla reazione a catena esplosiva incontrollata della bomba; la prospettiva per la tecnologia è cosí importante che si stanno esplorando nuove vie. Per esempio è ben noto che ai bordi delle onde d'urto detonanti ci sono regioni di temperatura elevata e si stanno anche attivamente facendo esperimenti allo scopo di cercare di iniziare la fusione controllata con onde d'urto. Non si è però riusciti ad ottenere in questo modo un innalzamento adeguato della temperatura.

Ciò non di meno se avvenisse che questo controllo della fusione fosse raggiunto con profitto, illimitate risorse energetiche diverrebbero disponibili per le attività umane. È importante che ci si renda conto che la reazione di fusione può essere considerata essenzialmente come una reazione *pulita*. Tutte le reazioni di fissione, sia nella pila che nella bomba atomica, dànno origine a prodotti di contaminazione radioattiva e questi prodotti costituiscono naturalmente un grande rischio nell'uso pacifico dell'energia atomica. Nella reazione di fusione, se si riuscirà ad ottenerla, il prodotto sarà calore e forse radiazione γ, ed entrambe possono essere assorbite per sfruttarle, senza che compaia alcun residuo radioattivo apprezzabile.

26.

La teoria della relatività

L'ESPERIMENTO DI MICHELSON E MORLEY La teoria della relatività proposta da Einstein nel 1905, e la teoria dei quanti di Planck, hanno completamente rivoluzionato il pensiero scientifico e filosofico moderno. In questo capitolo verrà discussa la *teoria della relatività particolare* o ristretta. Essa è basata su un famoso esperimento di ottica eseguito nel 1897 da Michelson e Morley nell'intento di misurare lo scorrimento dell'etere rispetto alla terra, mentre questa si muove nella sua orbita attorno al Sole.

La teoria fisica, particolarmente quella associata alla propagazione delle onde elettromagnetiche, a quel tempo postulava l'esistenza di un etere che riempiva tutto lo spazio. La terra nel suo moto attraversa questo etere con un'alta velocità. Perciò, se un fascio di luce viene inviato da una sorgente ad un osservatore sulla terra nello *stesso* senso del moto della terra, dovrebbe impiegare un tempo maggiore a compiere il percorso che se viene inviato nel senso *opposto*, contrario al moto della terra. Questo perché, secondo questa ipotesi, la luce viaggia *nell'etere* con una velocità costante e l'osservatore si muove nello stesso senso dell'onda avanzante, quando l'emissione avviene nello stesso senso del moto della terra, e viceversa. Lo scopo dell'esperimento era la misura di questa differenza di tempi, dalla quale si poteva calcolare *la velocità dello scorrimento fra l'etere e la terra.*

Per eseguire le osservazioni fu impiegato un interferometro di Michelson (fig. 1). Un fascio di luce monocromatica SA veniva in parte riflesso e in parte trasmesso da uno specchio semiargentato posto in A. I due fasci cosí suddivisi cadevano normalmente sugli specchi C

e B e ritornavano in A dove essi si riunivano per formare frange d'interferenza, osservabili ponendo l'occhio in D. Si supponga che le distanze AC e AB siano di eguale lunghezza d.

Supponiamo che tutto l'apparecchio si muova attraverso l'etere con una velocità v lungo SB (v in questo caso è la velocità della terra nel

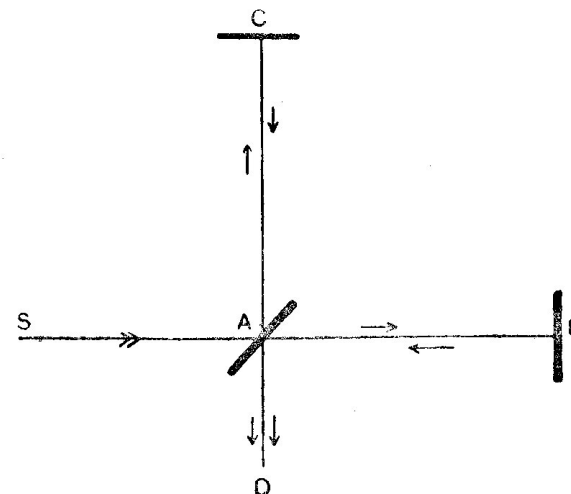



Figura 1

senso SB). Sia c la velocità della luce attraverso l'etere. A causa della velocità del sistema il cammino ottico diviene quello illustrato nella figura 2. Il fascio riflesso da A colpisce lo specchio superiore secondo un angolo diverso dalla normale, poiché lo specchio si è mosso da C a C' nel tempo impiegato dal raggio per raggiungerlo. Sia T il tempo necessario perché il fascio passi da A a B e T_1 quello necessario per ritornare su A che ora si è spostato in A'. Abbiamo

$$T = d/(c-v)$$

$$T_1 = d/(c+v)\,.$$

Il tempo complessivo per l'andata e il ritorno è

$$T+T_1 = [d/(c+v)] + [d/(c-v)]$$
$$= 2dc/(c^2-v^2)\,.$$

Siccome la distanza percorsa dalla luce è uguale al tempo impiegato moltiplicato per la velocità della luce, la lunghezza del percorso è

$$2dc^2/(c^2-v^2) = 2d/(1-v^2/c^2)$$
$$= 2d(1+v^2/c^2)$$

in prima approssimazione.

La lunghezza del percorso AC' si può ottenere facilmente dalla figura 2

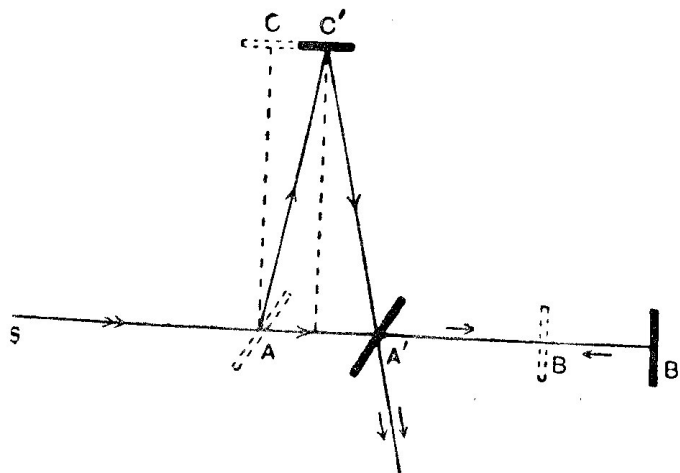



Figura 2

poiché $AC=d$ e anche $C'C/AC'=v/c$; abbiamo quindi

$$(AC')^2 = AC^2 + (C'C)^2$$

$$(AC')^2\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right) = AC^2$$

$$AC' = d\Big/\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}$$

o in prima approssimazione

$$AC' = d(1+v^2/2c^2)\,.$$

Poiché $AC'=C'A'$, il percorso totale $AC'A'$ è uguale a $2d(1+v^2/2c^2)$.

Perciò v'è una differenza dv^2/c^2 fra il tragitto da A a B e ritorno, e quello da A a C e ritorno. Se la terra si fermasse improvvisamente le

frange d'interferenza si sposterebbero, perché allora la differenza di cammino si annullerebbe. Se si fa eseguire all'intero apparecchio una rotazione di 90°, ora il braccio AC diviene otticamente piú lungo di AB di dv^2/c^2, invece di essere piú corto. L'effetto della rotazione dell'apparecchio è quello di produrre una differenza di cammino eguale a $2dv^2/c^2$. Essendo noto il moto della terra, il rapporto v/c è approssimativamente uguale a 10^{-4}. Se d è 10 metri la differenza di cammino ottico è 2×10^{-5} cm. Questa è 2/5 della lunghezza d'onda della luce del sodio, una quantità che si può osservare molto facilmente poiché si può rilevare uno spostamento di un solo centesimo di lunghezza d'onda.

IL RISULTATO DELL'ESPERIMENTO DI MICHELSON E MORLEY Per mantenere la temperatura costante e per evitare oscillazioni, le dimensioni dell'apparecchio erano ridotte, AC e AB erano piccoli, ma d diventava di 10 metri con un sistema di specchi che riflettevano i raggi alcune volte avanti e indietro prima di arrivare allo specchio semiargentato. Tutto il sistema era montato su di un sostegno solido galleggiante in una vasca contenente mercurio. Si poteva imprimere all'apparecchio una lenta rotazione, con la velocità di dieci giri completi all'ora.

Il risultato trovato da Michelson e Morley fu sorprendente. Non fu osservato alcuno spostamento delle frange e ciò fece pensare che la velocità relativa fra la terra e l'etere fosse nulla, o certamente minore di un quarantesimo di quanto si prevedeva. Tuttavia vi era la possibilità che, proprio nell'epoca in cui era stato effettuato l'esperimento, la velocità reale della terra nello spazio fosse molto piccola, a causa del moto del sistema solare *nel suo complesso*. Era possibile che in una data epoca dell'anno i moti orbitale e solare fossero di senso contrario e quindi praticamente si annullassero. Per eliminare questa possibilità, si eseguirono osservazioni a diverse epoche dell'anno, quando si hanno direzioni diverse del moto orbitale della terra. In nessun caso fu osservato lo scorrimento dell'etere.

L'ABERRAZIONE DELLA LUCE E LO SCORRIMENTO DELL'ETERE Se si esamina il risultato dell'esperimento di Michelson e Morley, si nota un considerevole disaccordo con i primi esperimenti eseguiti per misurare lo

scorrimento dell'etere. Uno dei piú importanti di questi è l'esperimento di Airy sull'aberrazione di una stella. Il semplice fatto che il fenomeno dell'aberrazione vi sia sembra dimostrare che la terra è in moto attraverso l'etere: l'aberrazione è il *cambiamento angolare apparente della direzione di una stella, dovuto alla velocità della terra.* Airy ragionò nel modo seguente: supponendo che l'etere sia in quiete, se una stella viene osservata con un canocchiale il cui tubo sia stato riempito d'acqua avente l'indice di rifrazione μ, avverrà una aberrazione maggiore, perché la velocità della luce lungo l'asse del cannocchiale *è ridotta dall'acqua.* Tuttavia l'osservazione mostra che l'aberrazione *non è alterata con l'introduzione dell'acqua.* Fresnel dimostrò che la sola spiegazione "classica" di ciò è che *l'etere si muova con l'acqua nel telescopio con una velocità* $v(1-1/\mu^2)$, dove v è la velocità della terra nella sua orbita. Questo risultato è dedotto dalla dimostrazione seguente.

Nella figura 3 sia AD la direzione *vera* d'incidenza della luce proveniente da una stella che cade sull'obiettivo del telescopio A. A causa

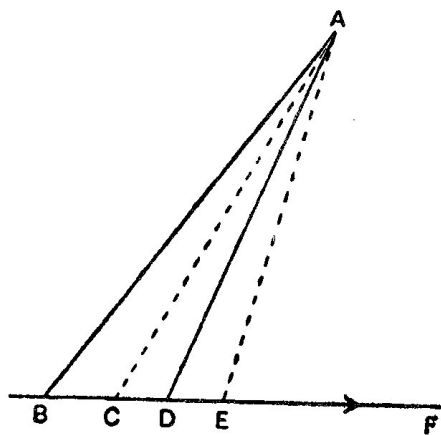



Figura 3

della velocità della terra nella direzione BF, AB risulta la direzione d'incidenza apparente. L'angolo BAD costituisce l'aberrazione, quando il telescopio è pieno d'*aria.* Se ora il tubo del telescopio viene riempito d'acqua, i raggi incidenti provenienti da A vengono rifratti dall'acqua

nella direzione AC, essendo AD la direzione di incidenza e AB la normale. Da ciò abbiamo $\sin BAD = \mu \sin BAC$, o, siccome gli angoli sono piccoli, $BD = \mu BC$. Siccome la velocità della luce nell'acqua è $1/\mu$ di quella nell'aria, il tempo impiegato ad attraversare il telescopio riempito d'acqua dev'essere μ volte quello impiegato ad attraversare lo stesso telescopio riempito d'aria. Perciò, quando si prevede che il raggio giunga in C, l'oculare sarà giunto in E, dove $BE = \mu BD$.

Siccome l'osservazione mostra che l'aberrazione è la stessa come quando il telescopio è riempito d'aria, il raggio *deve effettivamente arrivare in E e non in C.* La sola spiegazione è che l'*etere sia trascinato per la distanza CE mentre il raggio giunge da A.* Tuttavia l'acqua si è mossa lungo BE con una velocità v, quindi la velocità di trascinamento dell'etere è

$$
\begin{aligned}
v' &= CE \cdot v/BE \\
&= (BE - BC)v/BE \\
&= v(1 - BC/BE) \\
&= v(1 - 1/\mu^2)\,.
\end{aligned}
$$

Per l'aria la velocità di trascinamento dell'etere è praticamente nulla, poiché μ è molto prossimo a 1.

Questa formula, dovuta a Fresnel, fu completamente verificata in un altro modo mediante un altro esperimento eseguito da Fizeau nel 1859, in cui si misurò la differenza fra la velocità di un raggio di luce inviato, in un senso concorde e in senso contrario, attraverso una corrente d'acqua in movimento.

LA CONTRAZIONE DI FITZGERALD-LORENTZ Gli esperimenti ora descritti stabiliscono che, quando abbiamo della *materia* (acqua) in movimento, sembra esservi un trascinamento dell'etere, la cui velocità è data dalla formula di Fresnel. D'altra parte, l'esperimento di Michelson e Morley sembra mostrare che l'*etere che circonda la terra si muove con la velocità della terra stessa.* Per superare questo disaccordo Lorentz e FitzGerald proposero indipendentemente una ipotesi notevole ora nota

come *l'ipotesi della contrazione di FitzGerald-Lorentz.* Questa propone che la lunghezza del cammino AB nella figura 1, disposta nella direzione del moto della terra, *si contragga, a causa del moto,* della quantità $dv^2/2c^2$. Se ciò accade, i cammini ottici nell'interferometro hanno le stesse lunghezze equivalenti, e conducono al risultato nullo dell'esperimento di Michelson e Morley. La quantità di contrazione prevista è solamente di circa 5×10^{-7} per cento. Per una lunghezza di 2 km la contrazione è solamente di 10^{-3} cm.

La teoria della contrazione è basata su una concezione elettromagnetica che si riteneva giustificata dalla natura elettrica della materia. Questo si chiarirà considerando la cosiddetta *trasformazione di Lorentz.* Supponiamo di considerare due osservatori, uno O, in quiete, e l'altro O', in moto, con una velocità v lungo l'asse x. Ognuno di essi tracci le coordinate ortogonali dello stesso punto P (fig. 4). Il moto è equivalente a due

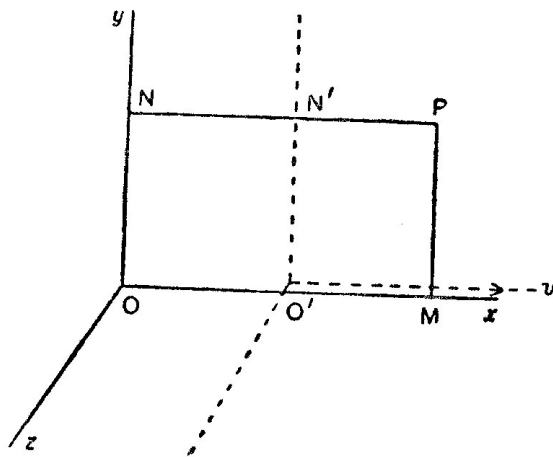



Figura 4

sistemi di riferimento (coordinate ortogonali) animati da un moto relativo lungo l'asse x. La figura rappresenti lo stato delle cose al tempo t secondo l'orologio dell'osservatore O e al tempo t' secondo l'orologio di O'. Secondo l'osservatore O le coordinate di P sono x, y, z e t, e secondo O' esse sono x', y', z' e t'. O e O' coincidano all'istante

zero. Evidentemente, siccome $NN'=vt$ e $PN'=x'$, si dovrebbe avere

$$x'=x-vt$$
$$y'=y$$
$$z'=z$$
$$t'=t\,.$$

Con queste semplici relazioni si dovrebbe poter passare dalle coordinate dell'osservatore in quiete a quelle dell'osservatore in moto. Queste relazioni costituiscono la *trasformazione classica dei sistemi non accelerati.* Se però tale trasformazione viene esaminata criticamente, si vede che essa contiene l'ipotesi che *lo spazio e il tempo siano delle misure assolute indipendenti fra di loro ed indipendenti dai sistemi di riferimento.*

Tuttavia, sia l'esperienza che la teoria mostrano che, se le misure *elettromagnetiche* eseguite rispetto a degli *assi fissi* si trasformano rispetto a degli *assi in movimento con la velocità v* nella direzione x, muta la *forma* delle regole di trasformazione. Per conservare il *principio della relatività* è necessario poter passare dagli assi in quiete agli assi in moto *senza cambiare la forma delle equazioni del moto.* Lorentz dimostrò che le forme delle equazioni rimanevano immutate se, invece della trasformazione classica, si usava

$$x'=\beta(x-vt)$$
$$y'=y$$
$$z'=z$$
$$t'=\beta(t-vx/c^2)$$

in cui $\beta=1/(1-v^2/c^2)^{\frac{1}{2}}$ dove c è la velocità della luce.

Quindi la trasformazione classica e quella di Lorentz differiscono così:

Trasformazione classica	*Trasformazione di Lorentz*
$x'=x-vt$	$x'=\beta(x-vt)$
$t'=t$	$t'=\beta(t-vx/c^2)\,.$

Secondo l'osservatore O la lunghezza di PN' è $x-vt$. Questa è *minore* della lunghezza x' che l'osservatore O' attribuisce alla stessa distanza, poiché β è piú grande dell'unità. Perciò ogni osservatore *attribuisce una contrazione alla misura fatta dall'altro nel senso del moto relativo.* Inoltre *lo spazio e il tempo non sono entità indipendenti* ma in relazione fra loro.

Siccome $\beta = 1/(1-v^2/c^2)^{\frac{1}{2}}$, quando v è piccolo in confronto a c, esso diventa eguale approssimativamente a $1+v^2/2c^2$. La contrazione attribuita da ogni osservatore alle misure dell'unità di lunghezza dell'altro è $v^2/2c^2$, che è esattamente la quantità richiesta per spiegare l'esperimento di Michelson e Morley.

Tuttavia, se la contrazione che è stata supposta ha un'*origine puramente elettromagnetica*, Lord Rayleigh osservò che i *mezzi mobili trasparenti dovevano diventare doppiamente rifrangenti*, a causa delle tensioni dovute alla contrazione. Questo effetto sebbene cercato non è stato trovato. Tutte le difficoltà e le anomalie sono state rimosse dalla *teoria della relatività* proposta da Einstein nel 1905. Questa mostra che la contrazione elettromagnetica non è che un caso particolare di una legge generale applicabile a tutta la materia.

LA TEORIA DELLA RELATIVITÀ RISTRETTA Forse la caratteristica piú notevole della teoria di Einstein è che essa è basata su di un unico dato di fatto derivato dall'esperimento di Michelson e Morley. Questo esperimento mostra che la velocità della luce misurata da un osservatore *è costante e non dipende dalla sua velocità,* in senso concorde o in senso contrario a quello della sorgente che emette la luce. *Questo è il fatto fondamentale sul quale la teoria si basa, cioè che la velocità della luce è indipendente dalla velocità dell'osservatore.* Consideriamo ora le conseguenze di questa ipotesi.

Siano M, M_1 due specchi equidistanti da un osservatore O (fig. 5). M, M_1 e O siano in quiete l'uno rispetto all'altro e O ed O' abbiamo una velocità relativa v nella direzione MO. O invia dei segnali luminosi *simultaneamente* ad M e M_1 e, siccome $OM=OM_1$, i segnali ritornano *simultaneamente*.

L'osservatore O' sappia che l'osservatore O riceve i segnali di ritorno nello stesso istante. Egli non si accorge del fatto che $OM=OM_1$, poiché

la velocità effettiva della luce può essere diversa nei due cammini. Egli chiami la lunghezza *nella direzione del moto* λ e quella nella *direzione perpendicolare al moto* l. Le linee continue della figura rappresentino

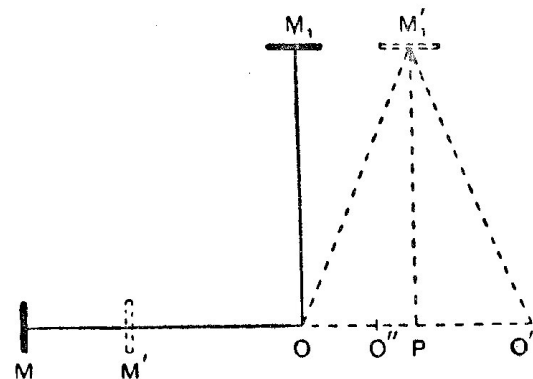



Figura 5

le posizioni iniziali relative ad O' e le linee tratteggiate le posizioni successive come sono viste da questo osservatore. Faremo le considerazioni che O' trarrebbe nell'ipotesi che la velocità della luce rispetto ad esso fosse indipendente dalla direzione.

Secondo l'osservatore O', la lunghezza MM' è uguale a vt_1 e OM' a ct_1, se t_1 è il tempo impiegato dal segnale luminoso ad andare da O allo specchio M, che nel frattempo si è portato in M'. Ora

$$OM' = OM - MM'$$

cioè $$ct_1 = \lambda - vt_1$$

che dà $$t_1 = \lambda/(c+v)\,.$$

Se t_2 è il tempo impiegato dalla luce per ritornare da M' all'osservatore il quale è ora in O''', allora $M'O''' = ct_2$. Poiché $M'O'' = \lambda$ e siccome $O''O''' = vt_2$, allora

$$ct_2 = \lambda + vt_2$$

cioè $$t_2 = \lambda/(c-v)\,.$$

Il tempo totale impiegato dalla luce per andare allo specchio M e ritornare indietro è $T = t_1 + t_2$.

Sostituendo abbiamo

$$T = \lambda/(c+v) + \lambda/(c-v)$$
$$= 2c\lambda/(c^2-v^2) .$$

Finora abbiamo considerato solamente il segnale emesso nella direzione del moto, perciò ora esamineremo il comportamento del segnale quando è inviato nella direzione perpendicolare. OM_1' è eguale a $O'''M_1'$. Siccome il tempo totale impiegato nel duplice cammino è T, perché i segnali vengono ricevuti nello stesso tempo, il tempo impiegato per percorrere OM_1' è $T/2$. La distanza $OM_1' = cT/2$, e siccome O si è spostato in P durante questo tempo $T/2$, ne segue che $OP = vT/2$. Siccome $OM_1'P$ è un triangolo rettangolo,

$$OM_1'^2 = OP^2 + M_1'P^2$$

quindi
$$c^2T^2/4 = v^2T^2/4 + l^2$$

da cui
$$T = 2l/(c^2-v^2)^{1/2} .$$

Il valore di T ora ricavato si può eguagliare a quello ottenuto prima per l'altro braccio, cioè

$$2\lambda c/(c^2-v^2) = 2l/(c^2-v^2)^{1/2}$$

da cui
$$\lambda = l(1-v^2/c^2)^{1/2} .$$

Cosí, secondo l'osservatore O', la lunghezza l nella direzione del moto *si contrae assumendo il valore* λ, dove $\lambda = l(1-v^2/c^2)^{1/2}$. *Questa è esattamente la contrazione richiesta dalla trasformazione di Lorentz.* Essa è stata ricavata *meccanicamente e non è quindi solamente una proprietà elettromagnetica.* È facile ora ricavare la trasformazione di Lorentz completa riportandoci alla figura 4. Secondo l'osservatore O, $PN' = x - vt$, dove t è il tempo, misurato da lui, che impiega O' a percorrere la distanza NN'. L'osservatore O' denomina la distanza PN', x'. Tuttavia, come è stato dimostrato precedentemente, questa sembra all'osservatore O essere eguale a $x'(1-v^2/c^2)^{1/2}$ ed abbiamo

$$x'(1-v^2/c^2)^{1/2} = x - vt$$

cioè
$$x' = \beta(x-vt) \quad \text{dove} \quad \beta = 1/(1-v^2/c^2)^{1/2} .$$

Questa è l'equazione data da Lorentz per le trasformazioni elettromagnetiche.

La trasformazione per la variabile temporale si ricava dalla stessa figura nel seguente semplice modo. $PN = PN' + NN'$ e, secondo O', questo è eguale a $x' + vt'$. La lunghezza PN, che è eguale a x per l'osservatore O, in base al ragionamento precedente diviene $x(1-v^2/c^2)^{1/2}$ per l'osservatore O', il quale perciò eguaglia

$$x(1-v^2/c^2)^{1/2} = x' + vt'$$

da cui
$$x = \beta(x'+vt') .$$

Tuttavia, poiché $x' = \beta(x-vt)$, si può sostituire x e troviamo che

$$x = \beta[\beta(x-vt)+vt']$$
$$= \beta^2x - \beta^2vt + \beta vt' .$$

Da cui
$$\beta vt' = \beta^2vt + x(1-\beta^2)$$

ma
$$1-\beta^2 = 1 - 1/(1-v^2/c^2)$$
$$= (-v^2/c^2)/(1-v^2/c^2)$$
$$= -v^2\beta^2/c^2 .$$

Quindi
$$\beta vt' = \beta^2vt - v^2\beta^2x/c^2$$

da cui
$$t' = \beta(t - vx/c^2) .$$

Con un ragionamento analogo

$$t = \beta(t' + vx/c^2) .$$

Siccome le lunghezze perpendicolari alla direzione del moto non vengono alterate, otteniamo finalmente

$$x' = \beta(x-vt) \qquad x = \beta(x'+vt')$$
$$y' = y \qquad y = y'$$
$$z' = z \qquad z = z'$$
$$t' = \beta(t-vx/c^2) \qquad t = \beta(t'+vx'/c^2)$$

che è la trasformazione di Lorentz completa.

SIGNIFICATO FISICO DELLA TRASFORMAZIONE Ora ricaveremo diverse conclusioni fisiche importanti dall'applicazione delle trasformazioni precedenti. Queste trasformazioni sono valide per *tutta la materia*, poiché sono state ricavate per via dinamica, *senza invocare alcuna proprietà elettromagnetica* come aveva fatto Lorentz. È chiaro che gli osservatori in moto relativo si attribuiscono l'un l'altro una contrazione. Questo fatto è di grande importanza e può spiegare molti fenomeni fisici, come per esempio il risultato dell'esperimento di Michelson e Morley.

I *tempi* degli osservatori sono pure alterati come le *lunghezze*. Consideriamo un orologio nel sistema di O' all'origine, cioè dove x' è uguale a zero. Dalla trasformazione precedente si ha $t=\beta t'$. Tuttavia, t' è il tempo dell'orologio secondo O' e t secondo O, e siccome β è piú grande di uno, è trascorso un tempo maggiore per O che per O'. Ne segue che tutti i movimenti, nel sistema di riferimento di O', *appaiono rallentati rispetto a O. L'opinione è reciproca*, poiché un orologio all'origine del sistema di riferimento di O ($x=$zero) obbedisce alla relazione $t'=\beta t$, e si arriva ad una conclusione simile. Se uno degli osservatori si movesse con la velocità della luce, gli orologi sembrerebbero infinitamente lenti.

Consideriamo ora una particella che si muove con una velocità costante lungo l'asse x. Secondo l'osservatore O' la particella si muove dal punto x_1' (tempo t_1') al punto x_2' (tempo t_2'). Perciò egli attribuisce ad essa una velocità

$$v_1' = (x_2'-x_1')/(t_2'-t_1') .$$

In un modo simile, la velocità della stessa particella è valutata dall'osservatore O

$$v_1=(x_2-x_1)/(t_2-t_1) .$$

Sostituendo in questa espressione i valori di x_1, x_2, t_1, t_2, dati dalle equazioni di trasformazione, si ha (ricordando che v è la velocità relativa dei due osservatori)

$$v_1=\frac{\beta(x_2'+vt_2')-\beta(x_1'+vt_1')}{\beta(t_2'+vx_2'/c^2)-\beta(t_1'+vx_1'/c^2)} .$$

Dividendo per β e raccogliendo abbiamo

$$v_1=\frac{x_2'-x_1'+(t_2'-t_1')v}{(t_2'-t_1')+v(x_2'-x_1')/c^2} .$$

Dividendo numeratore e denominatore per $t_2'-t_1'$ si ha

$$v_1=\frac{(x_2'-x_1')/(t_2'-t_1')+v}{1+(v/c^2)[(x_2'-x_1')/(t_2'-t_1')]} ,$$

$$v_1=\frac{v+v_1'}{1+vv_1'/c^2} .$$

Questa è la *legge della composizione delle velocità* e la si può confrontare con la legge classica o newtoniana che afferma semplicemente che se dei sistemi di riferimento hanno una velocità relativa eguale a v e se la velocità della particella valutata da O' è v_1', allora quella osservata da O è $v_1=v+v_1'$.

LA VELOCITÀ DELLA LUCE La legge della composizione della velocità porta ad una conclusione molto importante riguardo alla velocità massima che si può raggiungere. Supponiamo che per un osservatore O' la particella abbia una velocità eguale a c, la velocità della luce. Poiché l'osservatore O' è in movimento rispetto O con una velocità v, è interessante vedere quale velocità O attribuisca ora alla particella in movimento. Questa si ottiene ponendo $v_1'=c$ nella formula ricavata ora. Quando si è fatto ciò, otteniamo

$$v_1=\frac{v+c}{1+vc/c^2}=c .$$

Perciò ha luogo un fatto sorprendente: *O misura pure la velocità della particella come uguale alla velocità della luce.* Ciò invero è in armonia con l'ipotesi fondamentale fatta all'inizio, cioè che la velocità della luce sia indipendente dalla velocità del sistema di riferimento. È chiaro che la *velocità massima raggiungibile è quella della luce*, poiché la somma della velocità v di una particella con la velocità della luce c dà come risultato la velocità finale c. Questo limite della velocità che si può raggiungere in natura è d'importanza fondamentale.

La contrazione della lunghezza nella direzione del moto è pure associata al limite della velocità. È già stato dimostrato che la lunghezza l si contrae per effetto della sua velocità v assumendo il valore di $l(1-v^2/c^2)^{1/2}$. Se v diventa uguale a c, cioè se la materia si muove con la velocità della luce, *la sua lunghezza si annulla.* Ciò è evidentemente impossibile, quindi una particella può *solamente avvicinarsi ma non può mai raggiungere la velocità della luce.* Nel prossimo paragrafo si vedrà che la massa dipende dalla velocità. *La massa di una particella diviene infinita quando essa acquista una velocità eguale a quella della luce,* altro fatto che mostra come *questa velocità non possa mai effettivamente essere raggiunta dalla materia.* Qui sta la differenza fondamentale fra materia e quanti, poiché questi ultimi hanno la velocità della luce.

LA VARIAZIONE DELLA MASSA CON LA VELOCITÀ Secondo la meccanica *classica, la massa è costante per qualunque velocità e accelerazione.* Considerazioni relativistiche dimostrano che ciò *non* è vero: consideriamo ciò che accade quando due palle di egual massa (*quando siano paragonate nello stesso sistema di riferimento*) si urtano fra loro sotto un certo angolo. Come è illustrato nella figura 6 esse, dopo l'urto, si

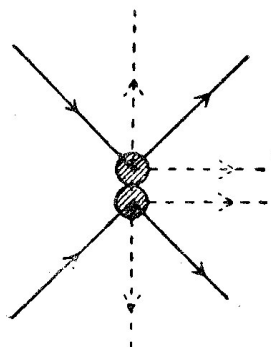



Figura 6

allontanano con le componenti orizzontali delle velocità iniziali immutate e con le componenti verticali invertite.

I due osservatori O e O' abbiano sfere di eguale massa (*confrontate in quiete*) e l'osservatore O' abbia una velocità v nella direzione x. Ogni osservatore lancia la sua sfera (*rispetto a sé stesso*) con la stessa velocità V

nella direzione y, in modo che esse s'incontreranno a metà strada fra gli osservatori nel punto A (fig. 7), quando O e O' siano sull'asse y l'uno di fronte all'altro. Perciò O' deve lanciare la sua sfera dal punto O'_1.

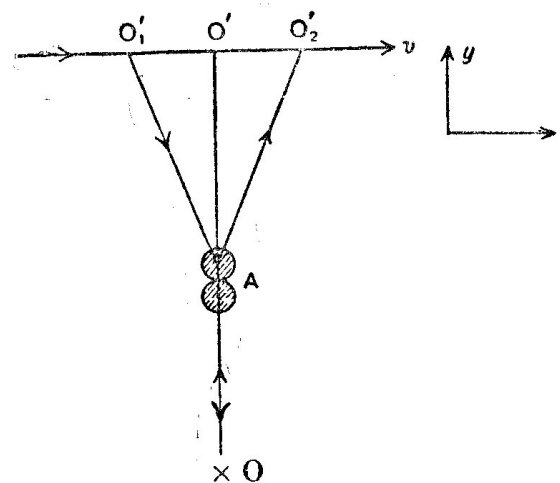



Figura 7

Siccome la *componente lungo l'asse x della velocità* della sua sfera *non è alterata* dall'urto, essa ritorna all'osservatore nel punto O'_2, in modo che $O'_1O'=O'O'_2$. Le componenti della velocità delle sfere sull'asse y sono scambiate e, siccome entrambe sono V, ogni sfera ritorna al suo proprio osservatore con la stessa velocità, cioè V.

O deduce che il momento della direzione y dell'altra sfera è eguale a quello della sua, poiché quest'ultima ritorna con velocità immutata. Se allora egli indica la massa e la velocità della sua sfera e quelle dell'altro osservatore rispettivamente con m, V, e m_1, V_1, otterrà $mV=m_1V_1$. Siccome il punto d'incontro A è a metà strada fra O e O', le distanze OA e $O'A$ sono le stesse per entrambi gli osservatori, essendo perpendicolari alla direzione del moto e, secondo la trasformazione, di lunghezza inalterata.

Tuttavia, il *tempo* che O pensa sia impiegato dalla sfera che parte da O' per raggiungere A è β volte piú lungo del tempo che egli immagina abbia impiegato la sua sfera. Quindi all'osservatore O la sfera di O' appare muoversi con una velocità *minore* di V, cioè con la velocità V/β. Cosí

egli ricava che $V_1 = V/\beta$. Questo porta a

$$mV = m_1 V/\beta ,$$

cioè

$$m_1 = m\beta$$

o

$$m_1 = m/(1-v^2/c^2)^{1/2} .$$

Questa relazione mostra che, secondo O, le masse per il sistema di riferimento O' aumentano con la velocità, e divengono infinite se si raggiunge la velocità della luce. *Questa legge che pone in relazione la massa e la velocità è stata confermata direttamente con le misure delle masse di elettroni dotati di alta velocità.* Moltissime osservazioni eseguite sia con particelle legate sia con particelle libere dotate di alta velocità confermano indirettamente questa legge che è *ora fermamente stabilita.* Il cambiamento della massa con la velocità è molto importante nella spettroscopia, poiché nelle orbite ellittiche le velocità degli elettroni sono così elevate, quando questi sono vicini al nucleo, che il cambiamento della massa con la velocità altera le energie delle orbite in modo considerevole.

È da ciò che si può ricavare l'importante relazione di Einstein fra massa ed energia, cioè $E = mc^2$. Perché per un corpo in moto, di massa m e velocità v, che si muove di una distanza dx sotto l'azione di una forza F abbiamo un aumento di energia cinetica $dE = F dx$.

Ma

$$F = \frac{d}{dt}(mv)$$

cosicché

$$dE = \frac{d}{dt}(mv)\,dx$$

$$= v\,d(mv)$$

$$= v^2 dm + mv\,dv$$

da cui

$$mv\,dv = dE - v^2 dm .$$

Scrivendo la relazione relativistica fra massa e velocità nella forma

$$m = m_0/(1-v^2/c^2)^{1/2}$$

si ottiene, quadrando,

$$m^2(c^2-v^2) = m_0^2 c^2 ,$$

Differenziando, poiché c ed m_0 sono costanti, si ha

$$(c^2-v^2)dm = mv\,dv .$$

Da cui

$$dE - v^2 dm = (c^2 - {}^2v)dm$$

che dà

$$dE = c^2\,dm$$

cioè

$$E = mc^2 .$$

IL CONTINUO QUADRIDIMENSIONALE Per concludere questo esame della *teoria della relatività ristretta,* daremo un breve cenno dell'ulteriore sviluppo relativo ai sistemi accelerati, denominato *teoria della relatività generale.* L'applicazione della teoria ristretta al concetto di un *continuo quadridimensionale* fatta da Minkowski è lo stadio intermedio dell'evoluzione della teoria della gravitazione di Einstein. Se l'equazione di una linea in coordinate cartesiane viene trasformata, si ottiene quanto segue.

La distanza s fra due punti di coordinate x_1, y_1, z_1 e x_2, y_2, z_2 è data da

$$s^2 = (x_2-x_1)^2 + (y_2-y_1)^2 + (z_2-z_1)^2 .$$

Applicando le equazioni di trasformazione, dobbiamo prevedere di giungere a un'equazione della *stessa forma* nelle coordinate di un secondo sistema di riferimento, che si muova rispetto al primo con una velocità v. Questo fatto si descrive dicendo che *l'equ zione dev'essere un invariante, cioè deve rimanere invariata nella forma cambiando gli assi.* Se si applicano le trasformazioni, ricavate prima, all'equazione precedente, si ha

$$s^2 = \beta^2[(x_2' - x_1') + v(t_2' - t_1')]^2 + (y_2' - y_1')^2 + (z_2' - z_1')^2$$

che dipende da v e non è certamente di forma simile all'equazione originale.

Con la sostituzione si troverà che l'espressione

$$s^2 = (x_2-x_1)^2 + (y_2-y_1)^2 + (z_2-z_1)^2 - c^2(t_2-t_1)^2$$

è invariante rispetto ad una trasformazione. Per un elemento lineare questa forma invariante di equazione è:

$$ds^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2 - c^2 dt^2 .$$

Le unità di lunghezza, ecc., si possono modificare per semplicità in modo che la velocità della luce c sia eguale all'unità (cioè l'unità di lunghezza è 3×10^{10} cm). Questo semplifica lievemente l'invariante

$$ds^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2 - dt^2 .$$

Fisicamente questo significa che una lunghezza *non è descritta dalle tre dimensioni* dx, dy, dz, ma occorre aggiungere *la dimensione tempo* dt. La quantità ds è chiamata un *punto d'universo* e non è esattamente una distanza nello spazio, ma un *intervallo in un continuo a quattro dimensioni implicante lo spazio e il tempo legati indissolubilmente l'uno all'altro.*

Osserveremo che, dalla prima forma dell'invariante, quando $ds=0$, abbiamo $c^2=(dx^2+dy^2+dz^2)/dt^2$, cioè qualcosa che si muove con la velocità della luce. *Questo può essere solo un quanto di luce* (o un raggio di luce), perciò l'equazione $ds=0$ è quella di un raggio di luce.

Nel continuo quadridimensionale l'equivalente di una retta è *una linea che rende minima* ds. Questa è chiamata una *geodetica.* È chiaro che la *storia* di una particella può essere rappresentata dall'integrale di ds, e un tale integrale è chiamato una *linea d'universo. Un "evento" ordinario consiste nell'intersezione di due linee d'universo.*

LA TEORIA DELLA RELATIVITÀ GENERALE Anche una breve discussione della teoria della relatività generale esce dai limiti e dallo scopo di questo libro. Estendendo la teoria speciale ai *sistemi accelerati,* Einstein ha dedotto una legge della gravitazione superiore a quella di Newton. La legge dell'attrazione gravitazionale di Newton diviene un caso particolare di prima approssimazione della nuova legge. Einstein suppose che *la presenza della materia produca una distorsione della curvatura dello spazio quadridimensionale.* Questo in definitiva porta a conclusioni equivalenti all'attrazione gravitazionale.

Da Einstein furono previste tre possibili conferme sperimentali di questa teoria, cioè:

1) Era da lungo tempo noto che l'orbita del pianeta Mercurio presenta una precessione di 42″ di arco ogni secolo e tale fenomeno *non può* essere spiegato con la legge della gravitazione newtoniana. Einstein trovò che l'orbita di un pianeta è una ellisse kepleriana solo *in prima*

approssimazione. Quando con la nuova teoria si ricavano i termini del secondo ordine, essi mostrano che l'asse maggiore di questa ellisse dovrebbe avere una precessione di un angolo eguale a $6\pi v^2/c^2$ ogni rivoluzione, essendo v la velocità orbitale e c la velocità della luce. *Questo è esattamente l'ammontare della precessione osservata nel caso di Mercurio.*

2) La teoria mostra che, siccome la materia produce una distorsione del continuo, questo equivale a produrre un *indice di rifrazione variabile nello spazio nelle vicinanze della materia.* La luce, passando accanto al sole, dovrebbe essere deviata leggermente di una quantità che si può calcolare. Le misure, eseguite durante le eclissi di sole delle posizioni apparenti delle stelle vicine al disco del sole, *confermano completamente le previsioni.*

3) Si può dimostrare che la frequenza di un corpo rotante o in risonanza viene diminuita da un campo gravitazionale. Da ciò segue che le lunghezze d'onda delle righe spettrali emesse dal sole sono leggermente spostate verso il rosso in confronto a quelle emesse sulla terra, dove il campo gravitazionale è molto minore. Gli spostamenti calcolati sono molto piccoli (dell'ordine di 0,008 Å) e sono proprio al limite d'osservazione. Vi sono in complesso elementi che fanno ritenere probabile l'effetto nel sole. Nelle stelle molto pesanti, l'effetto è misurabile.

Si può considerare che le previsioni della teoria sono state confermate dall'osservazione. Cosí la teoria tanto importante della relatività, fondata su delle idee apparentemente astratte, ha avuto piena conferma sperimentale.

Appendice

Determinazioni recenti delle costanti atomiche fondamentali

Negli ultimi anni sono stati eseguiti numerosi esperimenti di alta precisione per aumentare l'esattezza dei valori sperimentali di diverse grandezze atomiche fondamentali, come la massa elettronica, la carica elettronica, la costante di Planck, la velocità della luce, ecc. Di frequente parecchie di queste grandezze fra loro indipendenti entrano tutte insieme in un particolare esperimento, e siccome ogni ricerca implica un suo proprio errore sperimentale, si deve fare un'accurata analisi statistica di tutti i dati sperimentali prima che si possano ricavare i valori piú probabili. Dal punto di vista della fisica atomica, dev'essere rivolta la massima attenzione alla determinazione della massa e della carica elettronica e indirettamente è stato necessario valutare con piú precisione diverse altre costanti fisiche.

Nel passato vi è stato un considerevole disaccordo sui valori esatti della carica elettronica e e della massa elettronica in riposo m_0. Queste difficoltà sono ora praticamente sparite con il perfezionarsi della tecnica sperimentale e ciò si vede osservando i valori della seguente tabella compilata dall'Istituto americano di fisica. Per ricavare i valori numerici di e e di m_0 dagli esperimenti che descriveremo, sono necessarie diverse costanti ausiliarie, ma in tutte queste la precisione è tale che ogni errore residuo non dà alcun contributo alle incongruenze che portarono al disaccordo prima accennato. Le costanti ausiliarie sono:

TABELLA 1

Faraday (coulomb internazionali per mole)	96522 ± 2
Velocità della luce (cm/s)	$(2{,}997923 \pm 0{,}000008) \times 10^{10}$
Costante di Rydberg (cm^{-1})	$109677{,}58 \pm 0{,}01$
Costante dei gas (erg/grado mole)	$(8{,}3167 \pm 0{,}0003) \times 10^{7}$
Rapporto fra il peso ottenuto con lo spettrografo di massa e il peso chimico	1,000275
Costante di Rydberg (nucleo infinito)	$109737{,}31 \pm 0{,}01$
Valore adottato per la costante di Planck h (erg s)	$(6{,}6253 \pm 0{,}0003) \times 10^{-27}$

Si è trovato che i metodi migliori per stabilire la carica e la massa elettronica richiedono prima la determinazione di e/m_0 e poi di e. Considereremo dapprima i diversi valori di e/m_0.

LA COSTANTE e/m_0 Le misure di e/m_0 si possono suddividere in due gruppi distinti, secondo che l'elettrone sia legato all'atomo oppure sia libero. Il primo gruppo comprende i metodi spettroscopici e il secondo gruppo esperimenti sulla deviazione elettrica e magnetica. La ricerca di Bearden sull'indice di rifrazione di un prisma di diamante con i raggi X si può considerare appartenga al gruppo dell'elettrone libero. I risultati sono raggruppati nella seguente tabella.

TABELLA 2

Osservatori	Data	Metodo	Valore $\times 10^{-7}$ u.e.m.
Houston	1927	Struttura fine ^1H–^4He	1,7607
Kinsler e Houston	1934	Effetto Zeeman	1,7571
Shane e Spedding	1935	Struttura fine ^1H–^2D	1,7582
Williams	1938	Struttura fine ^1H–^2D	1,7580
Houston	1938	Struttura fine ^1H–^2D	1,7593
Drinkwater, Richardson e Williams	1940	Struttura fine ^1H–^2D	1,7591
Perry e Chaffee	1930	Accelerazione lineare	1,7610
Kirschner	1932	Accelerazione lineare	1,7590
Dunnington	1937	Deviazione magnetica	1,7597
Shaw	1938	Campi incrociati	1,7581
Bearden	1938	Rifrazione coi raggi X	1,7600

Valore recente migliore $e/m_0 = (1{,}7589 \pm 0{,}0001) \times 10^7$ u.e.m.

I vari metodi che sono stati impiegati si possono descrivere brevemente nel modo seguente:

1) Il confronto delle lunghezze d'onda delle righe corrispondenti negli spettri a righe dell'idrogeno e dell'elio, insieme alla teoria degli spettri di Bohr, fornisce con precisione un valore di e/m_0.

2) Quando una sorgente a righe viene posta in un intenso campo magnetico, allora, in opportune condizioni, le righe si scindono in diverse componenti, dalla separazione delle quali si può ricavare e/m_0.

3) Se ν_1 e ν_2 sono le componenti nelle strutture fini delle righe dell'H e del D, rispettivamente, H^+ e D^+ sono le masse dei nuclei e F è il Faraday, allora

$$e/m = (F/1{,}0081)(D^+\nu_1 - H^+\nu_2)/D^+(\nu_2 - \nu_1)$$

e

$$m = H^+D^+(\nu_2 - \nu_1)/(D^+\nu_1 - H^+\nu_2).$$

Questo metodo è di altissima precisione.

4) Negli esperimenti ad accelerazione lineare, di cui vi sono diverse varianti, gli elettroni sono accelerati da un campo conosciuto e la velocità da essi raggiunta viene misurata con precisione.

5) Il metodo di deviazione puramente magnetico usato da Dunnington è già stato descritto.

6) I metodi moderni che usano dei campi incrociati elettrici e magnetici sono solo perfezionamenti del metodo classico di Thomson.

7) Dalle misure dell'indice di rifrazione del prisma di diamante con raggi X di lunghezza d'onda conosciuta, si può trovare e/m_0 mediante lo spazio reticolare noto del cristallo di diamante.

È chiaro dai dati della tabella 2 che i diversi valori hanno una distribuzione accidentale in modo che entro gli attuali limiti di misura il valore e/m_0 non può considerarsi alterato dal grado di legame dell'elettrone.

LA CARICA ELETTRONICA e La carica elettronica e può essere misurata direttamente con precisione solamente col metodo della goccia d'olio, con cui si misura la velocità di una goccia in un campo di gravitazione e poi in un campo elettrico e gravitazionale combinati. Tuttavia vi sono

almeno dieci altri metodi coi quali si può calcolare indirettamente la carica elettronica. In questi esperimenti, si hanno diverse combinazioni di e, m_0 e h, e, combinando questi dove è necessario con i valori noti della costante di Rydberg o con la velocità della luce c, si possono applicare opportuni procedimenti di calcolo algebrico e da ognuno di questi si può ricavare un valore di e. I risultati che si sono ottenuti con questi metodi sono raccolti nella tabella 3.

TABELLA 3

Metodo	Grandezze misurate	$e \times 10^{10}$ u.e.s.
Reticolo rigato	e	4,8025
Limite dello spettro continuo dei raggi X	h/e	4,8026
Potenziali di ionizzazione	h/e	4,8090
Costante di Wien	h/e	4,8145
Costante di Stefan-Boltzmann	$e/h^{3/4}$	4,8168
Diffrazione elettronica (cristallo)	$(h/e)(e/m_0)^{1/2}$	4,7964
Diffrazione elettronica (pellicola)	h/m_0	4,7972
Effetto Compton	h/m_0	4,7956
Carica specifica	e/m_0	4,7963
Effetto fotoelettrico coi raggi X	$(e/m_0)(e/h)$	4,7953
Metodo della goccia d'olio	e	4,8036
Metodo della goccia d'olio	e	4,8020

Valore recente migliore $e = (4{,}8029 \pm 0{,}0001) \times 10^{-10}$ u.e.s.

I metodi possono essere descritti brevemente nel modo seguente:

1) Si può misurare la lunghezza d'onda di una determinata radiazione X con un reticolo rigato e quindi con un cristallo di calcite. Dalla distanza reticolare di quest'ultimo si può calcolare la carica dell'elettrone.

2) Con questo metodo si determina la differenza di potenziale minima alla quale gli elettroni possono produrre dei raggi X di una lunghezza d'onda determinata.

3) I potenziali di ionizzazione sono misurati con il metodo dell'urto elettronico.

4) Si ricava la costante di Wien con osservazioni sull'irraggiamento termico.

5) La costante di Stefan-Boltzmann si ottiene misurando la radiazione per centimetro quadrato, proveniente da una sorgente di calore ad una data temperatura.

6) Le osservazioni sulla diffrazione degli elettroni con un cristallo dànno le lunghezze d'onda di de Broglie degli elettroni, mediante la distanza reticolare dei cristalli.

7) Se si osserva la diffrazione degli elettroni prodotta da lamine sottili si ottiene un valore di h/m_0.

8) La stessa quantità si ottiene con lo studio dell'effetto Compton sulla diffusione dei raggi X, prendendo in considerazione l'effetto del legame.

9) I metodi per determinare la carica specifica sono già stati discussi.

10) I fotoelettroni prodotti dai raggi X sono emessi da una sottile pellicola mediante una radiazione di frequenza conosciuta e le energie elettroniche sono misurate, usando un metodo di deviazione magnetica.

11) L'errore piú grande nel metodo della goccia d'olio risiede nel valore del coefficiente della viscosità dell'aria. Questo è stato recentemente determinato di nuovo e ha portato a una modificazione del primitivo valore della carica ottenuto da Millikan.

Il miglior valore della massa dell'elettrone, dedotto dalla carica e dal rapporto della massa con la carica è

$$m_0 = 9{,}1084 \times 10^{-23}\ \text{g}.$$

Alle quantità già enumerate se ne possono aggiungere ancora tre. Il valore migliore, piú recente, del numero di Avogadro è:

$$N = (6{,}0248 \pm 0{,}0003) \times 10^{23}\ \text{per mole}.$$

Con questo valore la massa dell'atomo d'idrogeno diviene

$$M = 1{,}6724 \times 10^{-24}\ \text{g}.$$

La terza quantità è la massa del neutrone. Questo si misura meglio disintegrando l'idrogeno pesante con raggi γ di lunghezza d'onda conosciuta. Il valore piú recente trovato per la massa del neutrone rispetto all'ossigeno di massa 16 è

$$\text{massa del neutrone} = 1{,}008982.$$

Indice analitico

VI SUGGERIAMO QUESTE ALTRE LETTURE

Il Tolansky ha fatto del suo volume un'introduzione e insieme uno strumento.
Il libro può essere concepito sia come una delle prime letture per chi abbia della fisica delle particelle e dei suoi strumenti (concettuali e sperimentali) una vaga conoscenza, che come un punto di partenza per chi voglia inoltrarsi ulteriormente nell'argomento.

Dividiamo perciò le letture consigliate in due gruppi distinti: il primo di ausilio all'introduzione del Tolansky, il secondo di completamento e approfondimento.

Sono utili come introduzione generale, di metodo,

P.W. Bridgman, *La logica della fisica moderna* (Universale scientifica Boringhieri, N. 6; 220 pp.),

e

R. Feynman, *La legge fisica* (ivi, N. 67; 199 pp.).

Dà invece un quadro di insuperata chiarezza dello sviluppo della fisica, particolarmente utile per la parte del volume che riguarda la relatività,

A. Einstein e L. Infeld, *L'evoluzione della fisica* (ivi, N. 1; 314 pp.).

Sulla teoria della relatività, una delle esposizioni più felici è quella di:

M. Born, *La sintesi einsteiniana* (ivi, NN. 44/45; 443 pp.),

e, ancora per la parte che riguarda la teoria della relatività, un quadro semplice e completo, scritto appositamente per chi parte con la matematica delle scuole medie, è dato da

C.V. Durell, *La relatività con le quattro operazioni* (ivi, N. 15; 208 pp.).

Una trattazione qualitativa della relatività, meno insistente, piú discorsiva, ma chiara, si trova in

A. Einstein e altri, *Relatività* e *Scritti scelti su Spazio Geometria Fisica* (ivi, N. 24; 326 pp.).

Per quanto riguarda la teoria della relatività generale si veda:

A.S. Eddington, *Spazio, tempo e gravitazione* (ivi, N. 60; 271 pp.).

Per la parte del volume che riguarda le particelle elementari, la spettrografia di massa, le tecniche di rivelamento e di accelerazione, è utile come introduzione:

M. Ageno, *Le radiazioni e i loro effetti* (Boringhieri, Torino 1962; 140 pp.),

nei capitoli "Interazione delle radiazioni con la materia" e "Alterazioni prodotte dalle radiazioni nei materiali irradiati". Per uno sviluppo completo si potrà vedere:

U. Amaldi, *Fisica delle radiazioni* (ivi 1971; 925 pp.).

Interessanti sviluppi in direzione della biologia possono essere trovati in

N. Bohr, *I quanti e la vita* (Universale scientifica Boringhieri, N. 5, 236 pp.),

di cui sono piú direttamente legati al presente argomento i capitoli "Il quanto d'azione e la descrizione della natura", "La teoria atomica e i princípi fondamentali della descrizione della natura", "La nascita e lo sviluppo della teoria del nucleo atomico", "La genesi della meccanica quantistica".

Interamente dedicato alle particelle elementari, e a un livello decisamente propedeutico, è

K.W. Ford, *La fisica delle particelle* (Mondadori, Milano 1965; 271 pp.),

che ha i vantaggi di una trattazione discorsiva e completa. È molto bello e può servire a illustrare alcuni princípi generali, come quelli della simmetria e della parità (in particolare l'abbandono di quest'ultima nelle interazioni deboli)

C.N. Yang, *La scoperta delle particelle elementari* (Universale scientifica Boringhieri, N. 37; 113 pp.).

Chiarimenti sulle varie questioni potranno essere trovati nel volume

Fisica, a cura di W. Gerlach, della Enciclopedia Feltrinelli Fischer (Feltrinelli, Milano 1964; 491 pp.).

Un'introduzione piú sistematica e piú scolastica può essere trovata nei trattati piú autorevoli sull'argomento, tra i quali segnaliamo

E. Persico, *Gli atomi e la loro energia* (Zanichelli, Bologna 1963; 506 pp.),
E. Persico, *Fondamenti della meccanica atomica* (Zanichelli, Bologna 1964; 550 pp.),
G. Castelfranchi, *Fisica moderna atomica e nucleare* (Hoepli, Milano 1964; 716 pp.).

Può giovare per verificare la giustezza delle proprie cognizioni sugli aspetti fondamentali dei problemi

A. Gamba e M.E. Vallauri, *Test di fisica elementare* (Boringhieri, Torino, rist. 1965; 168 pp.).

Citiamo ora alcuni volumi validi per l'approfondimento e il completamento del presente libro, ma restando sempre nel suo terreno, cioè senza arrivare a trattazioni interamente astratte, come ad esempio quella del Dirac.

N. Bohr, *Teoria dell'atomo e conoscenza umana* (Boringhieri, Torino 1961; 449 pp.),

è utile soprattutto nei primi 14 capitoli, in cui approfondisce alcuni aspetti relativi agli spettri, alla teoria della radiazione, alla teoria dei [illegible] atomici.

M. Born, *Filosofia naturale della causalità e del caso* (Boringhieri, Torino 1962; 266 pp.),

è utile per i capitoli "Materia" e "Caso".

Tutta la parte che riguarda la fisica delle particelle è trattata a un livello notevolmente piú complesso in

L. Eisenbud ed E.P. Wigner, *La struttura del nucleo* (Boringhieri, Torino 1960; 172 pp.).

Di un genere diverso, assolutamente privo di algoritmo (ma la trattazione è complessa e richiede attenzione e conoscenze precedenti) è

F.O. Rice ed E. Teller, *La struttura della materia* (Boringhieri, Torino, ult. rist. 1965; 532 pp.),

che tratta esaurientemente l'argomento indicato dal titolo, e alla cui lettura questo libro del Tolansky può essere utilmente affiancato.

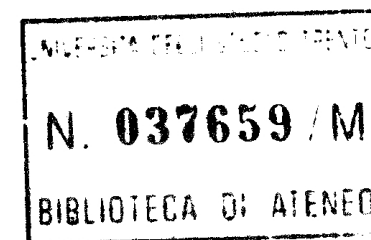
Come traguardo massimo, avvertendo che si tratta di letture decisamente specialistiche, per chi abbia già seguíto corsi a livello universitario sull'argomento, indichiamo

W. Heisenberg, *I princípi della teoria dei quanti* (Boringhieri, Torino 1963; 162 pp.),
E. Fermi, *Particelle elementari* (Boringhieri, Torino 1963; 143 pp.);

e per la teoria della relatività

A. Einstein, *Il significato della relatività* (Boringhieri, Torino 1959; 227 pp.).

Volume di 507 pp., 135 figg., 14 tabb., 5 tavv. f. t.

Universale scientifica Boringhieri

1 Albert Einstein e Leopold Infeld, L'evoluzione della fisica
2 Sigmund Freud, Psicopatologia della vita quotidiana
3 J. von Neumann, G. Ryle, C. E. Shannon, C. Sherrington, A. M. Turing, N. Wiener e altri, La filosofia degli automi, a cura di Vittorio Somenzi
4 Albert Einstein, Pensieri degli anni difficili
5 Niels Bohr, I quanti e la vita
6 P. W. Bridgman, La logica della fisica moderna
7/8/9 J. G. Frazer, Il ramo d'oro
10 I. P. Pavlov, I riflessi condizionati
11/12 Samuel Tolansky, Introduzione alla fisica atomica
13 Jean Piaget, La rappresentazione del mondo nel fanciullo
14 Norbert Wiener, Introduzione alla cibernetica
15 C. V. Durell, La relatività con le quattro operazioni
16 J. Z. Young, La fabbrica della certezza scientifica
17 Ernest Borek, Il codice della vita
18/19 Eric Roll, Storia del pensiero economico
20 William Bonnor, Universo in espansione
21 C. G. Jung, L'Io e l'inconscio
22/23 Charles Darwin, L'origine delle specie
24 Albert Einstein, Relatività: esposizione divulgativa e Newton, Riemann, Helmholtz, Maxwell, Poincaré e altri su Spazio Geometria Fisica, a cura di Bruno Cermignani
25 C. V. Brewer, L'organizzazione del sistema nervoso
26 Marthe Bonvallet, Veglia e sonno
27 K. O. Friedrichs, I concetti matematici elementari della fisica
28 C. G. Jung, Psicologia dell'inconscio
29 Sigmund Freud, Psicoanalisi infantile
30/31 B. M. Foss (a cura di), I nuovi orizzonti della psicologia
32 A. I. Kitaigorodskij, Ordine e disordine nel mondo degli atomi
33 Livio Gratton, Relatività Cosmologia Astrofisica
34 G. E. Fogg, La vita e la crescita delle piante
35 Oskar Morgenstern, Teoria dei giochi
36 Sigmund Freud, Totem e tabù
37 C. N. Yang, La scoperta delle particelle elementari
38 K. S. Lashley, W. S. McCulloch, R. W. Sperry, W. H. Thorpe, N. Wiener e altri, La fisica della mente, a cura di Vittorio Somenzi
39/40 Sigmund Freud, Introduzione alla psicoanalisi
41 D'Arcy Thompson, Crescita e forma
42 Bronislaw Malinowski, Sesso e repressione sessuale tra i selvaggi
43 Kenneth Mather, Le differenze fra gli uomini
44/45 Max Born, La sintesi einsteiniana
46 Marston Bates, La storia naturale
47/48 Mario Bunge, La causalità
49/50 E. R. Stabler, Il pensiero matematico
51 Sigmund Freud, La vita sessuale
52/53 P. M Sweezy, V. Pareto, K. L. Meek, P. A. Samuelson, O. Lange e altri, La teoria dello sviluppo capitalistico, a cura di Claudio Napoleoni
54 Claudio Napoleoni, Smith Ricardo Marx
55 Hitoshi Takeuchi, Seiya Uyeda, Hiroo Kanamori, La deriva dei continenti
56 C. L. Musatti, Freud, con antologia freudiana
57 Hubert e Mable Frings, La comunicazione animale
58 Isaac Asimov, La fotosintesi
59 E. J. Clegg, Homo sapiens
60 A. S. Eddington, Spazio, tempo e gravitazione
61/62 David Horowitz (a cura di), Marx, Keynes e i neomarxisti
63 Friedrich Waismann, Introduzione al pensiero matematico
64 Angel Garma, Psicoanalisi dei sogni
65/66 Richard Courant e Herbert Robbins, Che cos'è la matematica?
67 Richard Feynman, La legge fisica
68 Daniel Lerner (a cura di), Qualità e quantità e altre categorie della scienza
69/70 Giuseppe Cocchiara, Storia del folklore in Europa
71 Konrad Lorenz, Evoluzione e modificazione del comportamento
72/73 David Hilbert e Stefan Cohn-Vossen, Geometria intuitiva
74 C. G. Jung e Károly Kerényi, Prolegomeni allo studio scientifico della mitologia
75/76 V. Ja. Propp, Le radici storiche dei racconti di fate

Copertina di Enzo Mari

61-7011-0

Particelle radiazioni onde quanti antimateria relatività parità stranezza simmetria spettri reticoli tracce...

Sono concetti che troviamo spesso usati. Ma come hanno avuto origine? A che corrispondono? Quali sono stati gli esperimenti? Quali i fatti? Quali gli strumenti?

Il notissimo libro di Tolansky guida il lettore alla comprensione dei fondamenti della fisica atomica, presentandoli nel loro sviluppo cronologico e facendo un uso molto limitato della matematica.

L'opera, che non tralascia le informazioni di carattere pratico, costituisce un'esposizione organica della fisica atomica "classica", e ha soprattutto la caratteristica di non citare alcuna legge senza dire chiaramente con quali tecniche siano state eseguite le misure su cui si fonda.

Una delle difficoltà maggiori per chi si accosta alla fisica delle particelle è quella di capire il nesso tra le tecniche sperimentali e le equazioni. Questo volume può aiutare a colmare la lacuna: non è un libro di epistemologia e non si propone di trattare a fondo la costruzione teorica dei concetti che usa, ma per la sua chiarezza e la sua precisa descrizione degli esperimenti non lascia però al lettore quella sensazione di campato in aria che spesso ha chi è costretto ad apprendere una disciplina sperimentale come questa unicamente per mezzo dei libri.